

Kristian Kujawa

Aufbau und Einsatz einer Anlage zur
kurzzeitaufgelösten Visualisierung von
Laserprozessen.

eingereicht als

DIPLOMARBEIT

an der

HOCHSCHULE MITTWEIDA

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Fachbereich für Mathematik, Physik und Informatik

Mittweida, 2009

Erstprüfer: Prof. Dr. rer. nat. Bernhard Steiger

Zweitprüfer: Dipl.-Ing. André Streek

Vorgelegte Arbeit wurde verteidigt am: 28.5.2009

Bibliographische Beschreibung:

Kujawa, Kristian:

Aufbau und Einsatz einer Anlage zur kurzzeitaufgelösten Visualisierung von Laserprozessen – 2009 – 85 Seiten.

Mittweida,
Hochschule Mittweida (FH),
Fachbereich Mathematik, Physik und Informatik,
Diplomarbeit, 2009

Referat:

Ziel der Diplomarbeit ist es, sich mit dem Aufbau und Funktionsweise der Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-pro* vertraut zumachen und diese im Einsatz zu erproben. Ein Hauptproblem bei kurzzeitaufgelösten Visualisierung besteht in der Synchronisation zwischen Kamera und dem zu untersuchenden Prozess. In der Arbeit wurden zwei Lösungsmöglichkeiten besprochen und praktisch bei der Beobachtung laserinduzierter Prozesse angewandt.

Schlagwörter:

High-Speed-Framing-Camera, Plasma, Druckwellen, Materialmodifikationen

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG	1
HOCHGESCHWINDIGKEITSKAMERA	2
2.1. Stand der Technik	2
2.1.1. Analoge Bildaufnahme	3
2.1.2. Digitale Bildaufnahme	4
2.2. Aufbau und Funktionsweise von HSFC-PRO	7
2.2.1. Hardware	7
2.2.2. Software	13
2.3. Ansteuerung der Kamera	17
2.4. Kameraobjektiv	21
THEORETISCHE GRUNDLAGEN	28
3.1. Kenngößen der Laserstrahlen	28
3.2. Wechselwirkung: Laserstrahlung - Materie	32
3.3. Plasma	35
3.3.1. Grundlegendes	35
3.3.2. Ionisationsmechanismen und Rekombination	36
3.4. Laserinduziertes Plasma	38
3.4.1. Eigenschaften und Entstehung	38
3.4.2. Ionisationsfront und Druckwellen	42
3.4.3. Emissionsspektrum laserinduzierter Plasmen	44
3.5. Schlieren- und Schattenfotografie	46
3.5.1. Geschichtlicher Hintergrund	46
3.5.2. Physikalischer Aspekt	47
EXPERIMENTE UND ANALYSE	51
4.1. Laserinduziertes Plasma	51
4.1.1. Versuchsaufbau	51
4.1.2. Vorbetrachtung	56
4.1.3. Variation der Laserstrahlintensität	58
4.1.4. Variation der Materialdichte	66
4.1.5. Luftplasma	69
4.2. Materialmodifikation	72
4.2.1. Versuchsaufbau	72
4.2.2. Gepulste Laserstrahlung	74
4.2.3. Kontinuierliche Laserstrahlung	75

4.2.4. Beurteilung der Ergebnisse	77
4.3. Visualisierung von laserinduzierten Druckwellen	78
4.3.1. Versuchsaufbau	78
4.3.2. Laserinduzierte Druckwellen	79
ZUSAMMENFASSUNG	84
FORMELVERZEICHNIS	I
LITERATURVERZEICHNIS	IV
SELBSTSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG	VII
ANHANG	VIII

Kapitel 1

Einleitung

Mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitskinematografie lassen sich schnelle Prozesse quasi einfrieren und im Nachgang analysieren. Auf diese Weise gestattet sie es uns, einen Blick auf die Dinge zu lenken, die uns sonst entgangen wären.

Dabei werden, abhängig von den Prozessgeschwindigkeiten, hohe Anforderungen an die Technik gestellt. Während für den Menschen bereits Aufnahmen mit einer Bildrate, größer 30 Bildern pro Sekunde als Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gewertet werden kann, finden in der Technik, wie zum Beispiel in der Lasertechnik, Prozesse im Nano-, Piko, ja sogar Femtosekundenbereich statt. Um diesen Aspekt einmal zu verdeutlichen. Eine Nanosekunde ist der milliardstel Teil einer Sekunde, in etwa die Zeit in der das Licht 30 Zentimeter zurücklegt.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einem Kamerasystem gearbeitet, dass es erlaubt, Aufnahmen im Abstand von drei Nanosekunden zu schießen. Also rein theoretisch 333 Millionen Bilder pro Sekunde macht.

Kapitel 2

Hochgeschwindigkeitskamera

2.1. Stand der Technik

Die Hochgeschwindigkeitskinematographie zeichnet sich durch hohe Bildraten und kurze effektive Belichtungszeiten aus.

Unter der Annahme, dass das zu untersuchende Objekt, keine für die Kamera detektierbare Strahlung emittiert, muss oftmals eine zusätzliche Beleuchtungsquelle gezielt eingesetzt werden, um die nötige Bestrahlungsstärke auf dem Empfänger zu erzeugen. Prinzipiell sind zwei Herangehensweisen denkbar.

Die Probe wird kontinuierlich ausgeleuchtet und ein mechanischer oder elektrischer Verschluss (*shutter*) bestimmt die Dauer der Belichtung, oder ein im Vergleich zur Verschlusszeit der Kamera kurzer Lichtpuls belichtet die Aufnahme.

Handelt es sich jedoch bei der Beobachtung um strahlende Objekte, besteht die Gefahr, dass eine externe Beleuchtungsquelle wichtige Details überstrahlt und dadurch die Qualität der Aufnahme mindert. In diesem Fall ist die Belichtungszeit allein vom Shutter abhängig.

Im Folgenden soll ein Überblick über die verschiedenen Methoden der Hochgeschwindigkeitskinematographie gegeben werden. Ein wesentliches Merkmal ist die Art und Weise der Bildaufnahme. Es wird in analoge, digitale und andere Verfahren (wie zum Beispiel: Stroboskopie, Hochgeschwindigkeitsholografie) unterschieden.

2.1.1. Analoge Bildaufnahme

Analoge Bildaufnahme bedeutet, dass ein photoempfindliches Material belichtet wird. Dabei werden in den meisten Fällen mechanische Shutter verwendet, die durch eine Relativbewegung zwischen Film und optischer Achse realisiert wird. Eine Ausnahme bildet die *Cranz-Schardin Kamera*, bei ihr erfolgt die Belichtung durch 24 räumlich getrennte Funken, welche zeitlich versetzt zünden. Mit Hilfe entsprechender Abbildungsoptiken konnten auf diese Weise 24 Bilder innerhalb von nur $4,8\ \mu\text{s}$ auf einer Photoplatte abgebildet werden. Ein Überblick verschiedener analoger Hochgeschwindigkeitskamerateypen mit den jeweiligen Kenndaten eines Kameramodells ist in *Tabelle 1.1* gegeben.

Tabelle 1.1 Kenndaten verschiedener analoger Hochgeschwindigkeitskameras.

Kameratyp	Belichtungs- zeit	Bildfrequenz	Bildanzahl
Funkenzeitlupe <i>Cranz-Schardin Kamera</i>	Funkendauer	$< 5 \cdot 10^6\ \text{Hz}$	24
Drehprismenkamera <i>Photo-Sonics NAC-E10</i>	minimal $20\ \mu\text{s}$	$< 10^4\ \text{Hz}$	24000, 120 m Filmrolle mit 16 mm Film
Trommelkamera <i>Strobodrum</i>	Lichtpulsdauer	$< 2 \cdot 10^4\ \text{Hz}$	60 bis 150, 1 bis 24 mm Bildgröße
Drehspiegelkamera <i>Cordin 119</i>	minimal 40 ns	$< 25 \cdot 10^6\ \text{Hz}$	130, 4x11 mm Bildgröße auf 35 mm Film

2.1.2. Digitale Bildaufnahme

Bei der digitalen Bilderfassung wird die einfallende Strahlung in ein elektrisches Signal gewandelt. Dafür werden an Stelle des Filmmaterials CCD- (*Charge Coupled Device*) und seit neuerem auch CMOS- Sensoren (*Complementary Metal Oxid Semiconductor*) verwendet.

CCD- und CMOS- Sensoren bestehen aus einer Vielzahl von lichtempfindlichen Elementen, deren Funktionsweise auf dem inneren Photoeffekt basieren. Jedes Element für sich generiert auf diese Weise ein elektrisches Signal, welches letztendlich die Information eines Bildpunktes (*Pixel*) beinhaltet.

Der entscheidende Unterschied zwischen beiden Sensortypen liegt im Ladungsträgertransport. Während bei CCD Sensoren die Ladung jedes einzelnen Elements verschoben und verstärkt werden muss, kann bei CMOS- Sensoren durch die Adressierung der Elemente, diese direkt ausgelesen und im Fall von APS (*Abb.2.1.1*) verstärkt werden.

Da die CCD Elemente auch während des langsamen Auslesevorganges lichtempfindlich bleiben, können bewegliche Objekte verschmiert dargestellt werden (*Smear Effekt*). [32] Aus diesem Grund gibt es verschiedene Ansätze, wie die Ladungsträgerverschiebung realisiert wird. Es wird in *Full Frame*-, *Frame Transfer*- und *Interline Transfer* Sensoren unterschieden. Für digitale Hochgeschwindigkeitskameras eignen sich neben den CMOS- Sensoren ausschließlich *Interline Transfer* Sensoren (*Abb.2.1.2*), dabei *Full Frame*- und *Frame Transfer*- Sensoren die Ladungsträgerverschiebung soviel Zeit benötigt, dass ein mechanischer Shutter notwendig ist.

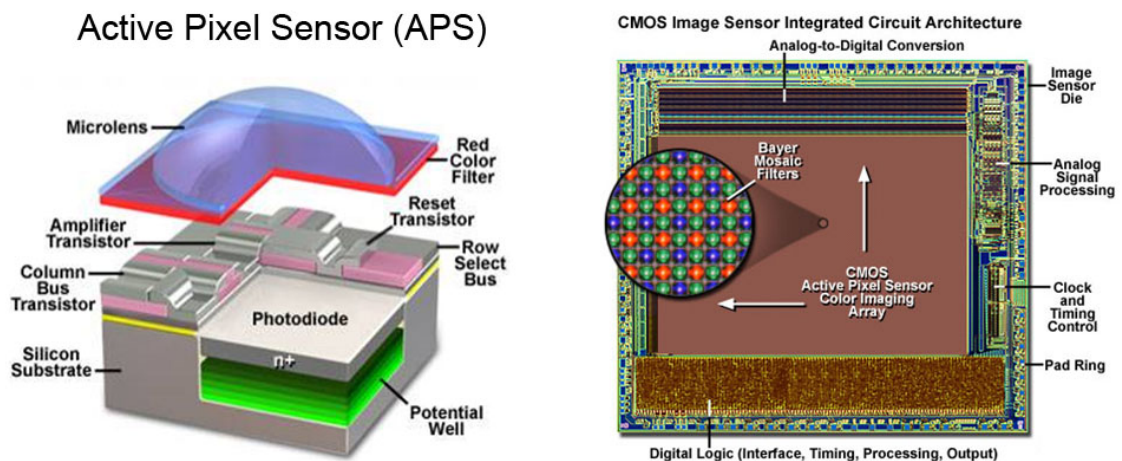


Abb.2.1.1 Aufbau eines APS (links); links Aufbau und Struktur eines CMOS Bildsensors [5]

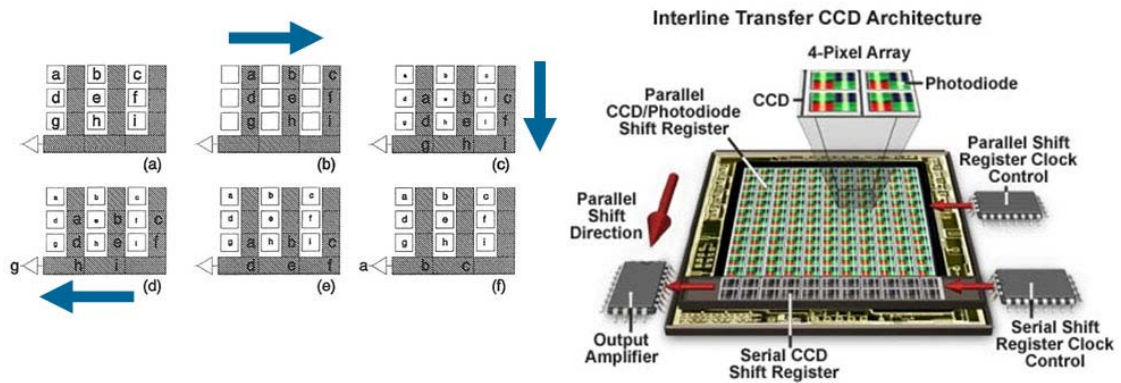


Abb.2.1.2 Aufbau eines Interline Transfer Sensor (rechts) [5]; links Auslesevorgang, graue Bereiche kennzeichnen lichtunempfindlich Elemente [33]

Die wesentlichen Eigenschaften beider Sensortypen sind in *Tabelle 1.2* gegenübergestellt.

Tabelle 1.2 Vor- und Nachteile von Interline Transfer CCD und CMOS-APS.

Sensortyp	Vorteile	Nachteile
Interline Transfer CCD	<ul style="list-style-type: none"> • kleine Chipgröße • Shutter möglich (ca. 100 ns) • hohe Auflösung • Vollbildverfahren 	<ul style="list-style-type: none"> • kleiner Füllfaktor • <i>Smear Effekt</i> • komplexe Herstellung
CMOS aktiver Pixelsensoren	<ul style="list-style-type: none"> • paralleles Auslesen • Shutter möglich (ca. 50 ns) • Logarithmische Bildsensoren (Dynamikbereich bis zu 120 dB) • Vollbildverfahren 	<ul style="list-style-type: none"> • kleiner Füllfaktor • hohes Rauschen • <i>Parasitic Light Sensitiv</i>
	<ul style="list-style-type: none"> • geringere Empfindlichkeit im UV und IR Spektralbereich 	

Der Füllfaktor beschreibt das Verhältnis von lichtempfindlicher Fläche zur Sensorfläche. Demzufolge wirkt sich ein kleiner Füllfaktor negativ auf die Lichtempfindlichkeit des Sensors aus. Durch den Einsatz der *Lens-on-Chip*-Technik kann dieser Effekt jedoch reduziert werden (siehe *Abb. 2.1.1* APS).

Der entscheidende Vorteil digitaler Bilderfassung gegenüber analoger ist, wie der Name schon sagt, dass das Resultat digital vorliegt, ausgewertet und bearbeitet werden kann. Allerdings sind digitale Kameras in Hinblick auf hohe

Auflösung, höchste Bildraten und lange Aufzeichnungsdauer wegen der enormen Datenmengen nur in jeweils einer Eigenschaft spezialisiert. [32]

Bei voller Auflösung liegt die Bildfrequenz von digitalen Kameras im Bereich kleiner 3000 fps. Erst durch Kombination mehrerer Kameras oder mit weiteren elektronischen Komponenten (z.B. Elektronenablenkplatten) können sie eine Bildfrequenz von $>10^6$ Hz erreichen.

Tabelle 1.3 Kenndaten verschiedener elektronischer Kamerateypen.

Kamerateyp	Belichtungszeit	Bildfrequenz	Bildanzahl
Bildwandlerkamera <i>Imacon 792</i>	5 ns	$<50 \cdot 10^6$ Hz	6 bis 16, 51 Lp/mm
High-Speed-Framing Kamera (HSFC) <i>Imacon 468</i> <i>PCO HSFC Pro</i>	10 ns 3 ns 20 ns	$<100 \cdot 10^6$ Hz $<333 \cdot 10^6$ Hz $<2 \cdot 10^6$ Hz	8, 576x385 Pixel, 8bit 4, 1280x1024 Pixel, 12bit 8, 1280x1024 Pixel, 12bit
Streakkamera <i>Hamamatsu FESCA-200</i>	minimale zeitliche Auflösung 200 fs, wobei nur eine Raumrichtung in Abhängigkeit der Zeit detektiert wird		

2.2. Aufbau und Funktionsweise von HSFC-PRO

2.2.1. Hardware

Die **HSFC-Pro** der **PCO AG** ist ein digitales Hochgeschwindigkeits-kamerasystem. Bei einer minimalen Belichtungszeit von drei Nanosekunden kann mit einer Bildfrequenz von bis zu 333 Millionen Hertz gearbeitet werden. Die Bilder haben eine maximale Auflösung von 1280 x 1024 Pixel und lösen zwischen Schwarz und Weiß in 4096 (12 Bit) Graustufen auf.

Das Kamerasystem der **HSFC-Pro** setzt sich aus vier **DICAM ProH37** Kameras zusammen, siehe *Abbildung 2.2.1*. Diese sind über mehrere Strahlteiler jeweils so ausgerichtet, dass sie ihre optischen Achsen mit der des Kameraobjektivs überlagern. Für ein einheitliche Länge der vier Strahlengänge, sind die Kameras jeweils versetzt positioniert.

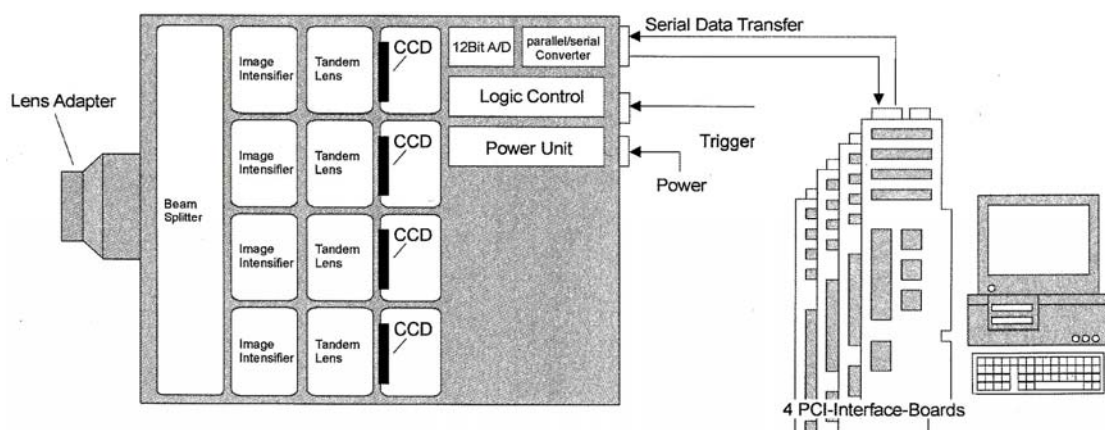


Abb.2.2.1 Blockschaltbild der HSFC-Pro, Vorlage [2]

Für Belichtungszeiten im Nanosekundenbereich ist es oftmals notwendig das Eingangssignal zu verstärken, da dieses meist zu schwach ist um auf dem CCD Chip registriert werden zu können. Deshalb wird vor dem Chip ein MCP-Bildverstärker in das System integriert, welcher das Eingangssignals verstärkt. Das Prinzip der Bildverstärkung ist in *Abb.2.2.2* dargestellt.

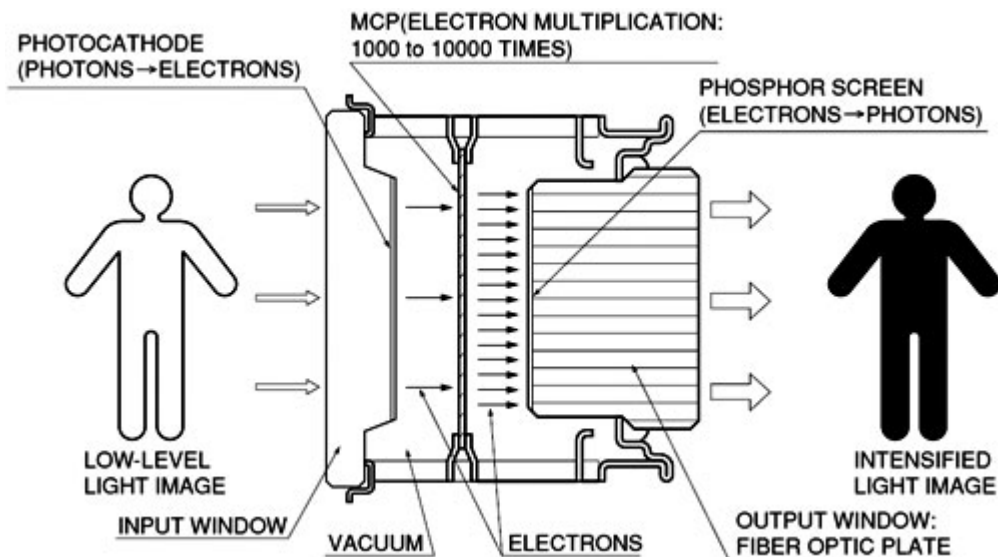


Abb.2.2.2 prinzipielle Wirkungsweise von Micro Channel Plate- Bildverstärkern [4]

Das vom Objekt kommende Licht, niedriger Intensität, wird über eine Optik auf die Photokathode abgebildet. Aus dieser emittieren, durch den äußeren photoelektrischen Effekt (2.2.1), Elektronen, welche anschließend in Richtung MCP beschleunigt werden.

$$E_{kin} = h \cdot \nu - W_A \quad (2.2.1)$$

Anschließend wird die Anzahl der Elektronen im MCP, durch Sekundärelektronenvervielfachung bis auf das 10000-fache erhöht und auf einen Phosphorschirm mit 5 kV bis 6 kV nachbeschleunigt. Dieser wird durch den Elektronenbeschuss zum Leuchten angeregt und wahlweise über Glasfaser-Taper oder eine Relayoptik (Abb.2.2.3) auf dem CCD Sensor der Kamera abgebildet.

Innerhalb des Bildverstärkers befindet sich ein Hochvakuum, um die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Gasatomen zu verringern. Kommt es dennoch zum Zusammenstoß, kann das Gasatom ionisiert werden und anschließend zur Photokathode hin beschleunigt werden, wo es Störeelektronen (*Ion feed-back*) auslöst.

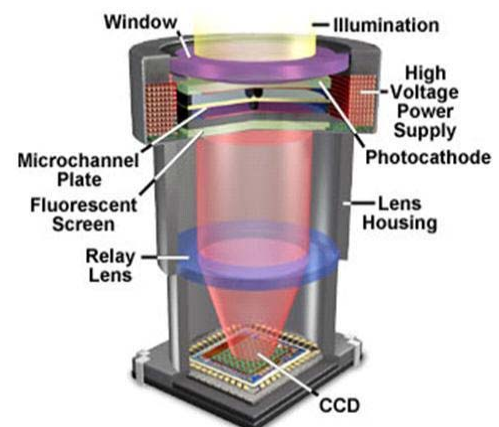


Abb.2.2.3 Aufbau eines MCP – Bildverstärkers mit abbildender Optik [5]

Der Bildverstärker ist das empfindlichste Teil der Kamera. Seine Lebensdauer hängt von der Stärke und Anzahl der Belichtungen ab. Durch eine zu hohe Eingangssignalstärke bzw. zu lange Belichtungsdauer, kann die Photokathodenschicht irreversibel beschädigt werden. Zum Schutz der Photokathode sollte immer mit geringer Eingangssignalstärke und hoher Verstärkung gearbeitet werden.

Die Photokathode besteht aus einem Halbleitermaterial S20, welches eine geringe Austrittsarbeit für Elektronen und eine gute Quantenausbeute (Abb.2.2.4) bietet. Sie wird neben der Generierung von Elektronen als elektronischer Verschluss genutzt.

Ein Spannungshub von ca. 200 V genügt um ein Öffnungsverhältnis von $1:10^7$ zu erreichen. Mit Hilfe von leistungsfähigen Hochspannungspulsgeneratoren können so Verschlussöffnungszeiten von wenigen Nanosekunden, bei einer Flankensteilheit von ein bis zwei Nanosekunden, erreicht werden.

Bei der Auswahl des Photokathodenmaterials muss ein Kompromiss zwischen hoher Quantenausbeute und kurzen Verschlussöffnungszeiten gemacht werden. [3] Ein weiterer Punkt bei der Wahl der Photokathode ist die spektrale Empfindlichkeit, die in Abhängigkeit des Materials von UV bis ins nahe Infrarot variiert werden kann (Abb.2.2.4). Dabei ist zu beachten, dass das Einkoppelfenster den kurzwelligen Spektralbereich einschränkt (Abb.2.2.5).

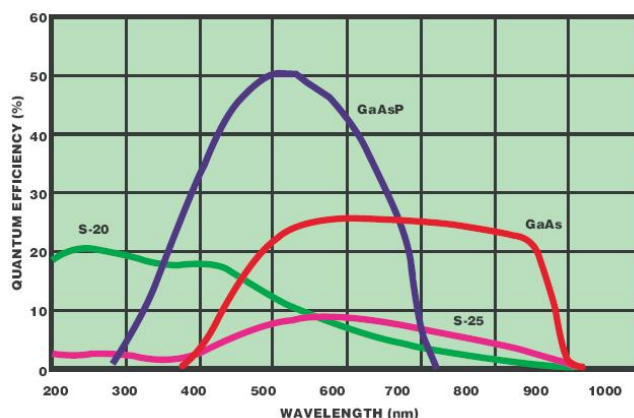


Abb.2.2.4 spektrale Empfindlichkeit verschiedener Photokathodenmaterialien [3]

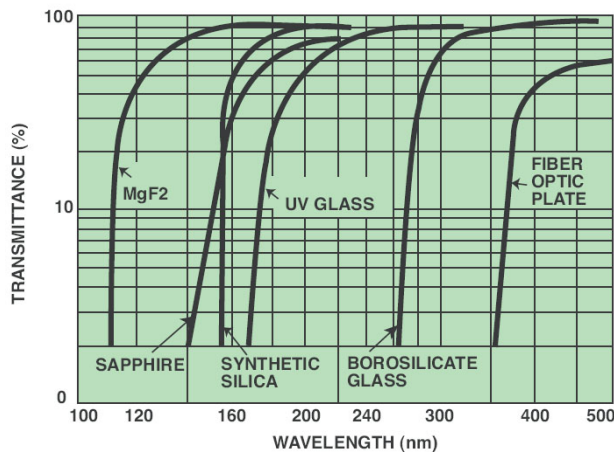
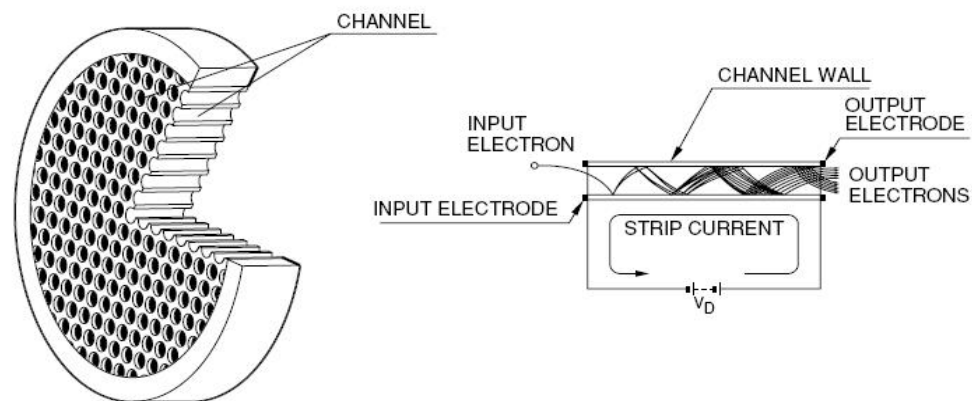


Abb.2.2.5 Transmissiongrad des Einkoppelfensters [3]

Das Microchannelplate (MCP), ist ein kompakter Elektronenvervielfacher hoher Verstärkung. Es ist aus Bleiglas gefertigt und besitzt 10^6 bis 10^7 kleiner Kanäle mit je 6 μm Durchmesser und 500 μm Länge (Abb.2.2.6). Wobei jeder Kanal für sich einem Multiplier entspricht. Im Gegensatz zu den einfachen Elektronenvervielfältigern, bleibt beim MCP die Ortsinformation des Eingangssignals erhalten, weshalb er sich ausgezeichnet für den Einsatz in Beobachtungssystemen eignet.



THEV3_1001EA

Abb.2.2.6 schematische Struktur eines MCP (links) und das Prinzip der Elektronenvervielfältigung (rechts) [4]

Die ankommenden Elektronen treffen mehrfach auf die Innenwand der Kanäle und lösen dabei neue Elektronen heraus, welche wiederum in einem elektrischen Feld beschleunigt werden und weitere Elektronen aus den Kanalwänden herauslösen. Die Verstärkung ist proportional zum Verhältnis Länge zu Durchmesser der einzelnen Kanäle und der Stärke des elektrischen Feldes. Dadurch kann allein durch die Wahl der Beschleunigungsspannung

eine Lichtverstärkung zwischen 0 und 10^4 erzielt werden. Dabei ist zu beachten, dass ein zu hohes Eingangssignal in den Bildverstärker einen Sättigungseffekt im MCP hervorruft, welcher die maximale Verstärkung deutlich reduziert.

Der Phosphorschirm dient bei dem verwendeten Bildverstärker der Rücktransformation von Elektronen zu Photonen. Allgemein werden als Phosphore, Stoffe bezeichnet, die Energie absorbieren und diese teilweise oder komplett als Lichtstrahlung emittieren. Bei der Auswahl des Phosphortyps sind folgende Kriterien wesentlich:

- die Effizienz (energieabhängig)
- der spektrale Emissionsbereich
- das Nachleuchtverhalten des Leuchtschirms.

Die Auswahlkriterien sind in *Tabelle 2.1* und in *Abbildung 2.2.7* für zwei Phosphorarten, wie sie in Bildverstärkern zum Einsatz kommen, gegenübergestellt.

Tabelle 2.1 Phosphoreigenschaften.

Phosphortyp	Nachleuchtverhalten*		Effizienz
	10 %	1 %	
P43	1 ms	4 ms	100 %
P46	0.2 – 0.4 μ s	2 ms	30 %

* Intensitätsabfall des emittierten Lichts auf x %

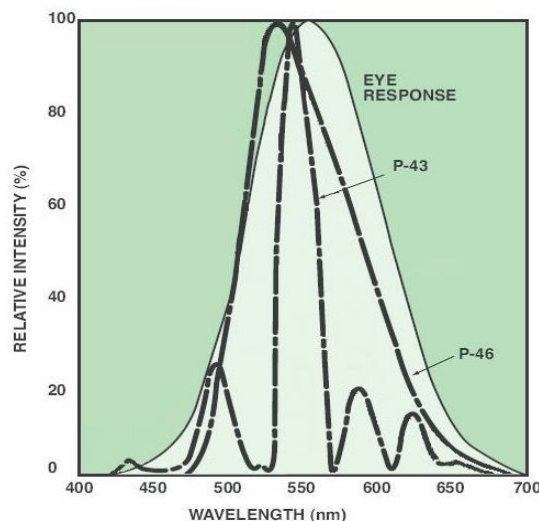


Abb.2.2.7 spektraler Emissionsbereich für 2 Phosphorarten, zum Vergleich ist die Empfindlichkeit des menschlichen Auges ebenfalls angegeben, Vorlage [3]

Das Nachleuchtverhalten ist vor allem bei Bildfolgen und Mehrfachbelichtungen von Bedeutung. Eine zu große Nachleuchtdauer bzw. ein schlechtes Abklingverhalten des Phosphors kann die Bildrate entscheidend mindern.

Im *Anhang* sind die technischen Daten für Kamera, Bildverstärker und CCD Chip aufgelistet.

2.2.2. Software

Die Bedienung des Kamerasystems erfolgt über die Software *PCO.Camware hsfc pro*. Dabei sind folgende Untermenüs von besonderer Bedeutung.

Das Menü **Check Beam Splitter Adjustment** unterstützt die Justage der einzelnen Strahlteiler. Dabei werden kontinuierlich Aufnahmen gemacht und die Bilder von jeweils zwei Channels alternierend überlagert. Die Strahlteiler sind optimal justiert, wenn sich kein Versatz der Bilder mehr zeigt.

Im Menüpunkt **Channel Control** können jeweils individuell für jeden Channel folgende Parameter eingestellt werden (Abb. 2.2.8).

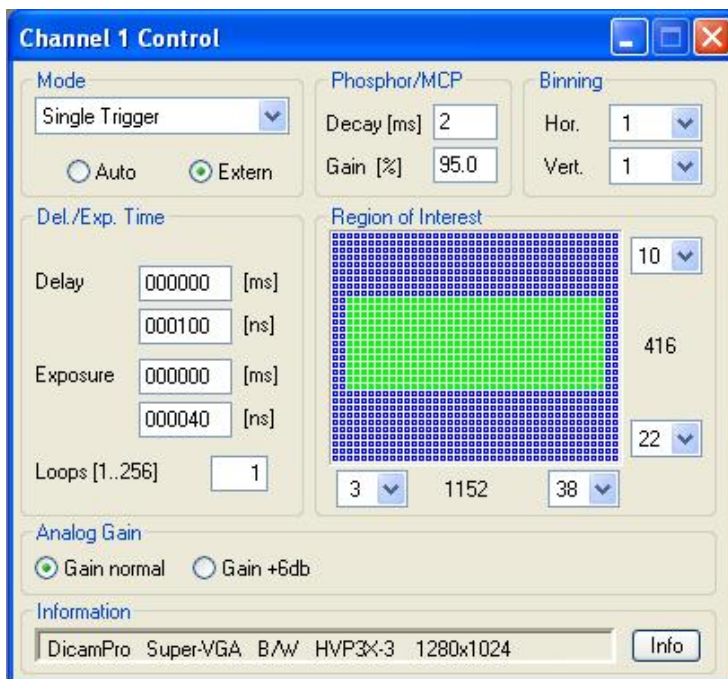


Abb.2.2.8 Menü „Channel Controle“

Unter *Mode* kann zwischen drei verschiedenen Trigger- bzw. Aufnahmemodi ausgewählt werden. Diese unterscheiden sich wie folgt.

Single Trigger Mode:

- minimale Belichtungszeit 3 ns
- 1 Bild pro Channel
- volle Kameraaussteuerung möglich

Double Trigger Mode:

- minimale Belichtungszeit 20 ns
- 2 Bilder pro Channel, Verzögerung zwischen beiden min. 500 ns
- volle Kameraaussteuerung nicht anwendbar

Multi Trigger Mode:

- minimale Belichtungszeit 20 ns
- 1 Bild pro Channel
- bis zu 5 Belichtungen möglich, min. 500 ns Verzögerung je Belichtung
- Gefahr der Überbelichtung

Des Weiteren kann zwischen einer externen oder automatischen, das heißt softwaregesteuerten Kameraansteuerung gewählt werden.

Unter *delay-* und *exposure time* zu Deutsch Verzögerungs- und Belichtungszeit, lassen sich diese für die Aufnahme nahe zu frei einstellen (Abschnitt 2.3) und mit Hilfe der *Loop* Funktion bis bis zu 256mal wiederholt werden. Die *Loop* Funktion benötigt intern 5x117 µs pro Schleife und ist vor allem für Mehrfachbelichtungen mit Belichtungszeiten <20 ns gedacht. Für Mehrfachbelichtungen mit größeren Belichtungszeiten sollte der Multi Trigger Mode verwendet werden.

Im Feld *Decay* lässt sich die Integrationszeit des CCD-Sensors verlängern. Durch Variation dieses Wertes ist eine optimale Anpassung an die Nachleuchtdauer verschiedener Phosphormaterialien möglich. *Gain* steuert die Beschleunigungsspannung im MCP zwischen 0 und 900 V und regelt somit die Signalverstärkung. Unter *Binning* können benachbarte Pixel zu einem „Superpixel“ kombiniert werden. Dadurch lässt sich auf Kosten der Bildqualität die Bildrate erhöhen. Allerdings nur durch vertikales *Binning*. *Region of Interest (ROI)* dient ebenfalls der Möglichkeit, durch die Reduzierung des auszulesenden Sensorbereiches die Bildrate zu steigern, während die Datenmenge gleichzeitig reduziert wird. Ungenutzte Zeilen werden ca. 4mal so schnell ausgelesen. In *analog Gain* kann zwischen normaler und hoher (+6 db) Verstärkung gewählt werden. Dies beeinflusst den Konvertierungsfaktor, welcher beschreibt, wie viel Ladung notwendig ist um einen *count* im digitalen Bild zu generieren.

Common Controle Dialog dient dem optimalen Zeitmanagement der einzelnen Kamerakanäle (Abb. 2.2.9). Die Verzögerungs- und Belichtungszeit können ähnlich wie unter *Channel Controle* durch absolute Werte definiert oder in Beziehung zu benachbarten Kanälen gesetzt werden.

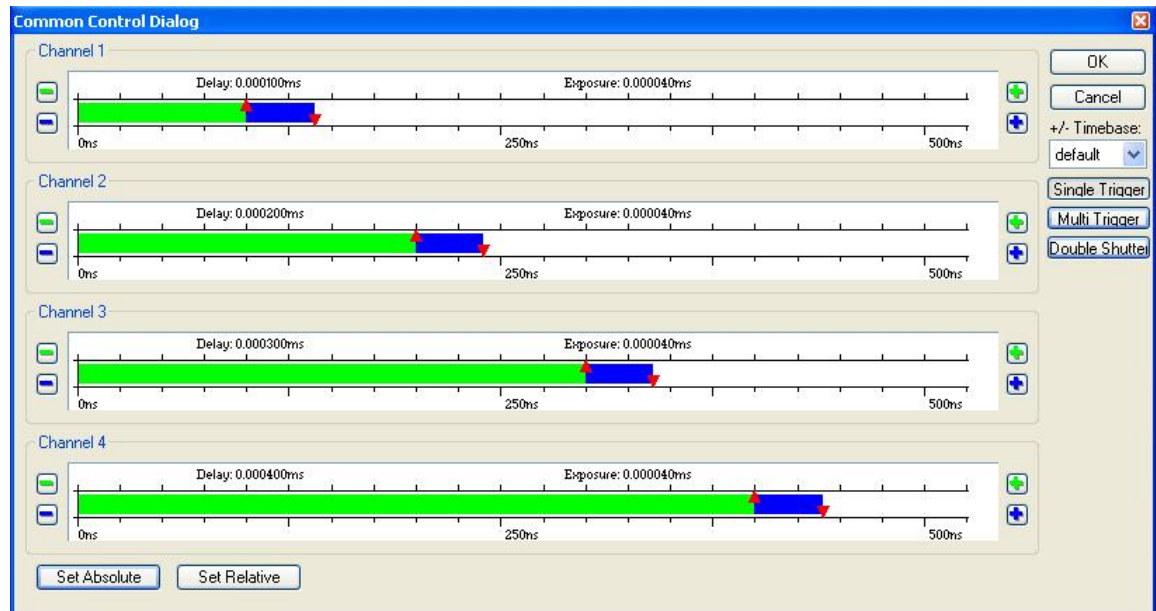


Abb.2.2.9 Menü "Common Controle Dialog"

Im Menü **Histogram** wird für jede Aufnahme eine Helligkeitsverteilung, Anzahl an Pixels pro Graustufe, angegeben. Da der Hersteller der Kamera bislang keine Angaben über die maximale Beleuchtungsstärke machen konnte, dient das Histogramm derzeit als einzigstes Hilfsmittel, der qualitativen Abschätzung der Eingangssignalstärke, siehe *Abbildung 2.2.10*.

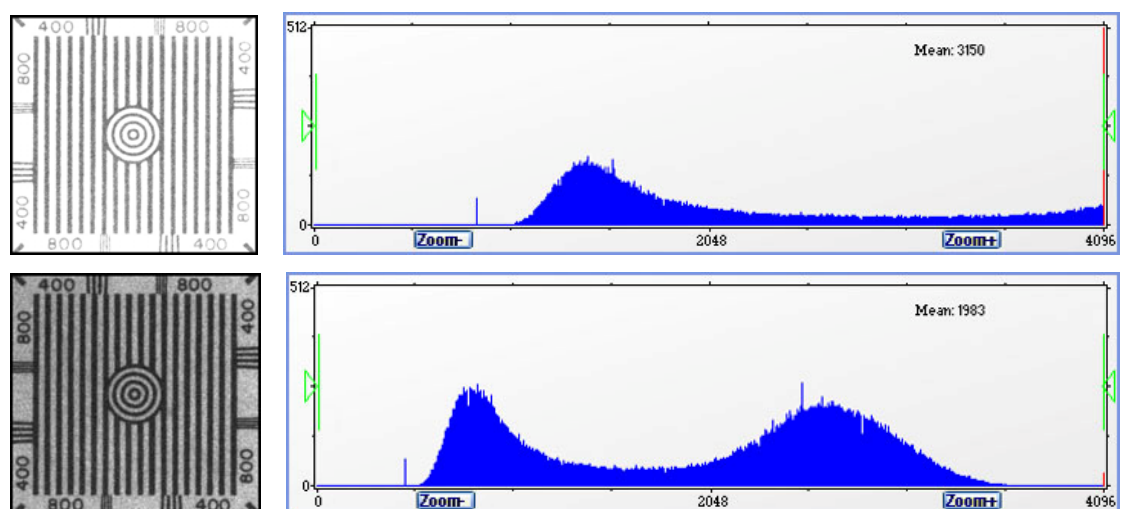


Abb.2.2.10 Histogramm mit den dazugehöriger Aufnahme: überbelichtet, schlechte Bildqualität (oben) und Aufnahme mit angepasste Belichtungszeit (unten)

Die obere Aufnahme zeigt einen übersteuerten CCD Chip, infolge einer zu langen Belichtungszeit (Eingangssignalstärke) bzw. einer zu hohen Signalverstärkung. Durch Anpassung der Belichtungszeit kann das Eingangssignal abgeschwächt und die Bildqualität erhöht werden.

Da die Monitordarstellung der Bilder auf 8 Bit begrenzt ist, kann man mit Hilfe des Untermenü **Convert Controle** den Bereich wählen, welcher mit 8 Bit dargestellt werden soll. Dieses Feature eignet sich ebenfalls gut zum Ausblenden von Störstrahlung, da diese oftmals eine geringere Intensität und demzufolge einen geringern Pixelwert besitzen. Störstrahlung kann zum Beispiel durch Mehrfachreflexion an Komponenten im Strahlengang auftreten.

2.3. Ansteuerung der Kamera

Für die Ansteuerung der Kamera ist das Zeitmanagement bei der Beobachtung von Prozessen im Nano- bis Mikrosekundenbereich von entscheidender Bedeutung. Hier für ist es notwendig ein Triggersignal, dass während bzw. durch den zu untersuchenden Prozess gestartet wird, zu generieren und system- bzw. prozessbedingte Verzögerungszeiten bei der Aufnahme zu berücksichtigen. In *Abbildung 2.3.1* ist der zeitliche Ablauf, für eine Einzelaufnahme eines Kamerakanals skizziert.

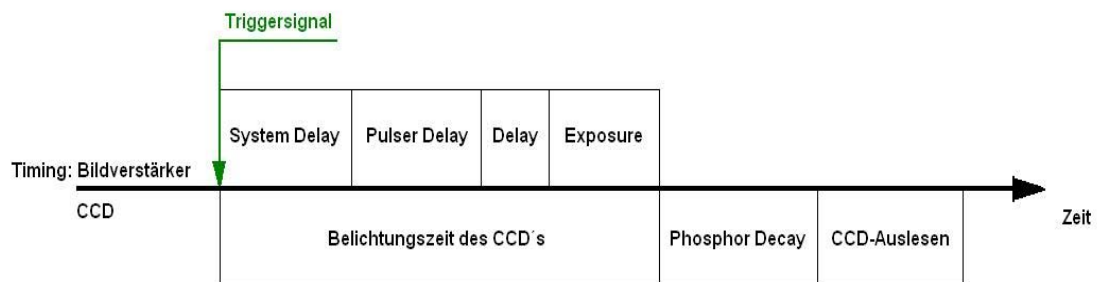


Abb.2.3.1 Timing bei der Aufnahme eines Bildes im Single Trigger Mode, Vorlage [2]

Das Kamerasystem kann wahlweise elektrisch, mit einem TTL¹-Signal, high aktiv oder optisch, durch einen Lichtpuls von mindestens 10 ns Pulslänge und einer Lichtleistung von ca. 1 mW extern getriggert werden. Die Möglichkeit der internen Ansteuerung durch die Software, war für die zu untersuchenden Prozesse nicht von Bedeutung und diente ausschließlich dem groben Einrichten der Kamera.

Die systembedingte Verzögerung (*system delay*) beträgt 25 ns und schwankt abhängig von der Belichtungs- und Verzögerungszeit unterschiedlich stark. Für

- Verzögerungs- und Belichtungszeit jeweils ≤ 100 ns um $\pm 0,25$ ns
- und Verzögerungs- oder Belichtungszeit > 100 ns um ± 2 ns.

Dazu kommt die Verzögerung des Pulsgenerators (*pulser delay*), die mit dem Modell und der Belichtungszeit variiert. Sie ist für

- Belichtungszeit < 20 ns gleich 20 ns
- und Belichtungszeit ≥ 20 ns gleich 60 ns.

¹ Transistor-Transistor-Logik

Mit Hilfe einer zusätzlichen und nahezu frei einstellbaren Verzögerungszeit (*Delay*), kann der Start der Aufnahme auf den zu beobachteten Prozess optimal abstimmen werden. Die Schrittweite beträgt dabei

- 1 ns für eine Verzögerungszeit von 0 bis 50 ns
- 5 ns für 50 bis 100 ns
- 20 ns für 100 ns bis 1000 ms
- und 1 μ s für 1000 ms bis 1000 s.

Für die vollständige Dokumentation von laserinduzierten Plasmen war es notwendig, ein Triggersignal zu generieren, dass bevor der Laserstrahl das Target trifft, auslöst. Mit Hilfe der in *Abbildung 2.3.2* entworfenen Schaltung, gelang es das Lasertaktsignal (5 V) abzugreifen und so zu modifizieren, dass es für die Ansteuerung der Kamera (8,3 V) verwendet werden konnte.

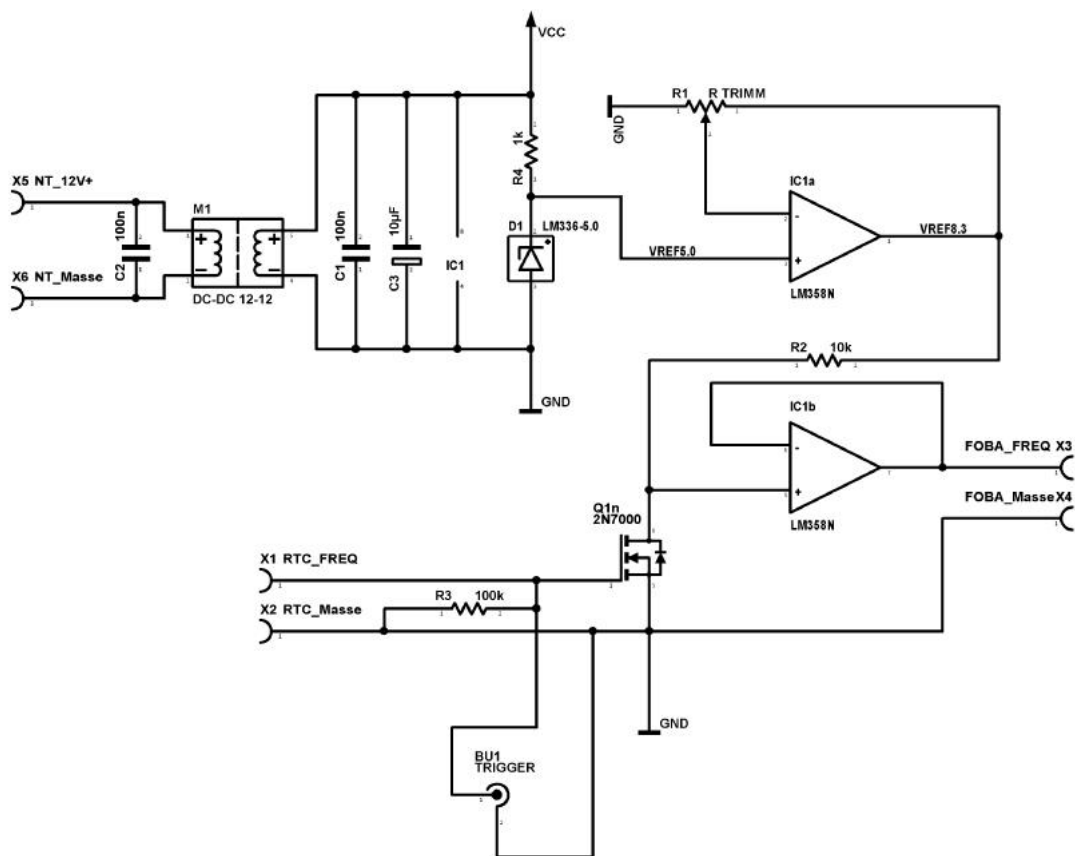


Abb.2.3.2 Schaltung zur Generierung eines geeigneten Triggersignals (F 945)

Triggerschaltung. Eine galvanisch getrennte Spannungsquelle (12 V) wird mittels Z-Diode (D1) auf 5 V stabilisiert und liegen am Eingang des OPV¹ (IC1a) an. Über ein Potentiometer lässt sich die Spannung am Ausgang des OPV auf 8,3 V verstärken. Der zweite OPV (IC1b) hat die Funktion eines Impedanzwandlers, der die Stromstärke von 0,83 mA auf 20 mA für den internen AOM² verstärkt. Dieser wird mit der Frequenz der RTC³ angesteuert und fungiert innerhalb des Laserresonators als Güteschalter. Liegen am Gate des MOSFET⁴ (Q1n) die 5 V des RTC-Signals an, schaltet dieser durch und die Spannung am AOM fällt von 8,3 V auf Null, wodurch der Laserbetrieb frei gegeben wird. Für die zeitliche Ansteuerung der Kamera lässt sich nun das RTC-Signal verwenden (BUTrigger).

Durch Messungen konnte nachgewiesen werden, dass bei konstanten Laserparametern, der Laserpuls um 4,23 μs der steigenden Flanke des Triggersignals nachläuft (Abb.2.3.3).

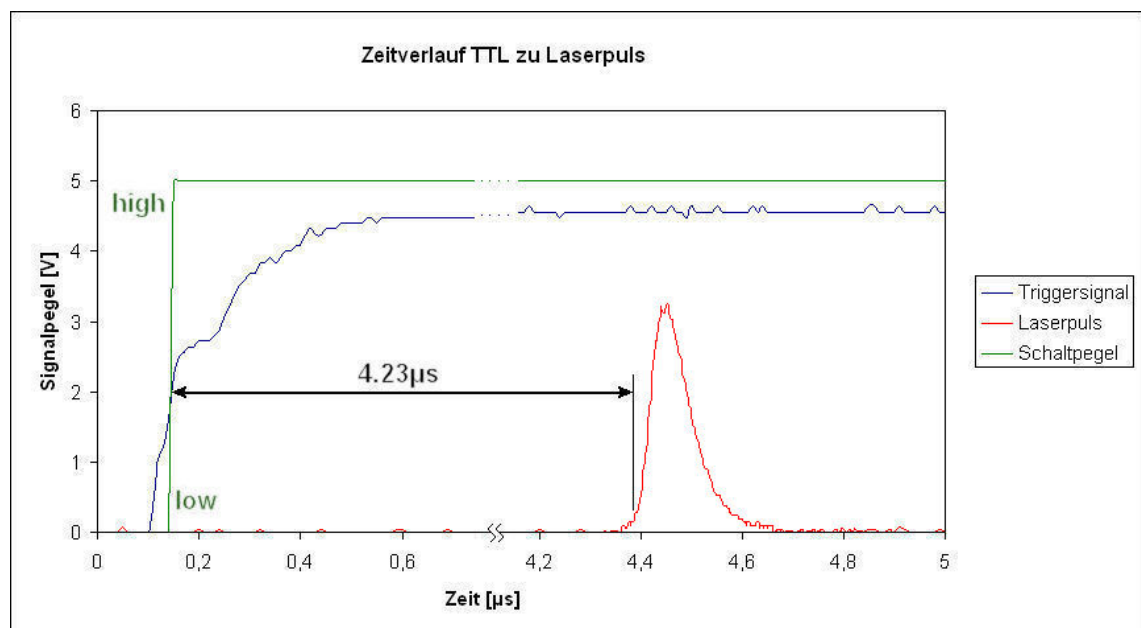


Abb.2.3.3 zeitlicher Ablauf von Triggersignal und Laser

¹ Operationsverstärker

² Akustooptischer Modulator

³ Real Time Clock

⁴ Metal Oxide Semiconductor Field-Effect Transistor

Spätere Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von 3 ns und Verzögerungszeiten von 5 ns von Bild zu Bild, konnte eine Abweichung auf ± 5 ns abgeschätzt werden. Neben der systembedingte Schwankung um ± 2 ns für Verzögerungszeiten größer 100 ns, können die Laserpulse ebenfalls zeitlich zum Schaltsignal abweichen.

2.4. Kameraobjektiv

Das Kameraobjektiv bildet die Schnittstelle zur beobachtenden Umwelt und dient der Übertragung einer lichtmodulierten Objektinformation auf einen entsprechenden Detektor. [18] Das Objektiv hat demzufolge einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der Aufnahme.

Ein Objektiv wird im Wesentlichen durch die Brennweite und Lichtstärke, die durch das Verhältnis von größtmöglicher Blende zur Brennweit gegeben ist, charakterisiert. Um eine Aussage über die zu erwartende Bildqualität treffen zu können, geben einige Hersteller verschiedene Kennlinien (MTF, Verzeichnung, relativer Helligkeitsabfall und Farblängsabweichung) in Abhängigkeit der Bildhöhe, Blendenzahl, Abbildungsmaßstab und oder Bildfrequenz an (*siehe Anhang*). Dabei ist die Modulationsübertragungsfunktion (MTF) die wohl aussagekräftigste Darstellung des Auflösungsvermögens. In der Praxis gilt eine Struktur als auswertbar aufgelöst, wenn der Kontrast K je nach Anwendung zwischen 10 und 30 % liegt.

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.4.1)$$

Der in *Abbildung 2.4.1* qualitativ veranschaulichte Zusammenhang zwischen Kontrast und Auflösung, kann mit Hilfe der MFT auch quantitativ ausgewertet werden (*Abb.2.4.2*). [18]

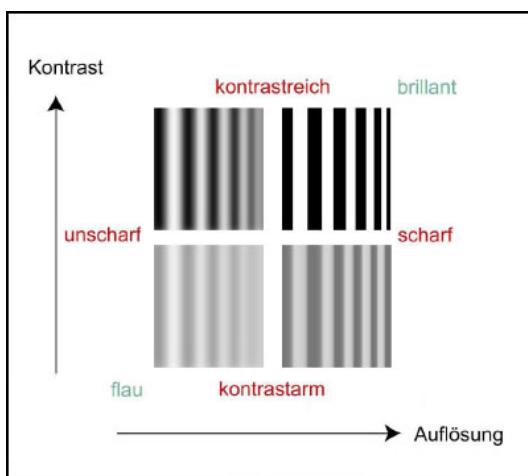


Abb.2.4.1 Beitrag von Kontrast und Auflösung zur Bildqualität [18]

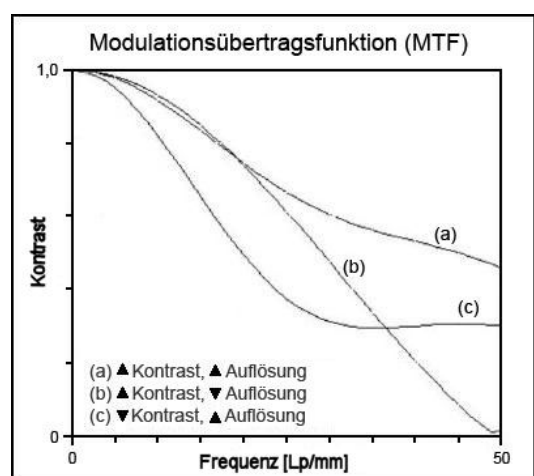


Abb.2.4.2 MTF-Verlauf eines Objektivs mit den Eigenschaften (a),(b) oder (c) [18]

Für die Beobachtung der Experimente konnte zwischen drei hochklassigen Kameraobjektiven gewählt werden.

- Zeiss Planar T*1,4/50 ZF
- Zeiss Makro-Planar T*2/100 ZF
- Questar QM1 Model #30002 mit Zusatzlinsen und Graufiltern

Die beiden Zeiss Objektive sind äußerst Lichtstark ($f/1,4$ bzw. $f/2,0$) und erzielen eine sehr hohe Bildgüte im gesamten Einstellbereich von unendlich bis hin zur Nahgrenze. Wohingegen das Objektiv von Questar vor allem durch seinen hohen Abbildungsmaßstab glänzt.

Beim Objektiv QM1 handelt es sich um ein korrigiertes Spiegelteleskop in der Bauform eines Maksutov-Cassegrain-Teleskop (Abb.2.4.3).

Das bedeutet, dass sich an der vorderen Tubusöffnung eine Meniskuslinse befindet, welche die sphärische Aberration des Hauptspiegels korrigiert. Diese Linse, auch Korrektionsplatte genannt, ist zwar durchgebogen, hat aber über die gesamte Fläche eine nahezu konstante Dicke. Der Farbfehler der Meniskuslinse ist deshalb äußerst gering. [6]

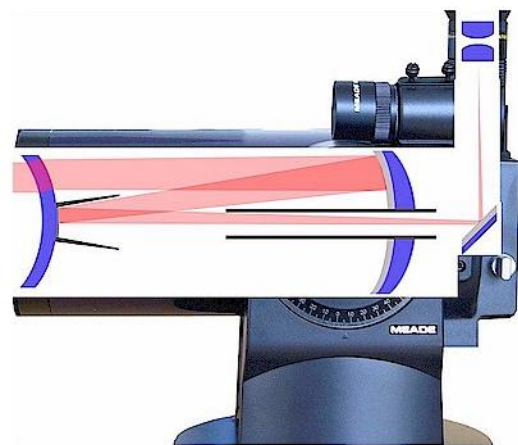


Abb.2.4.3 Maksutov-Cassegrain-Teleskop [14]

Ein in seiner Position verstellbarer Hauptspiegel ermöglicht es auf das Objekt scharf zustellen.

Im Folgenden sollen drei wichtige Kenngrößen:

- Abbildungsmaßstab,
- Grenzauflösung und
- Schärfentiefenbereich

für die Kamera in Kombination mit den drei unterschiedliche Objektiv ermittelt werden. Die Rechnung wird am Beispiel des Spiegelteleskop QM1 durchgeführt.

Berechnungen für das Objektiv *Questar QM1*

Der Abbildungsmaßstab β' des gesamten Systems ist das Produkt der Abbildungsmaßstäbe aller Teilsysteme bzw. das Verhältnis von Bildgröße zu Gegenstandsgröße.

$$\beta' = \beta_o' \cdot \beta_k' = \frac{\text{Sensorbreite}}{\text{Gegenstandsweite}} = \frac{\text{Sensorlänge}}{\text{Gegenstandsweite}} \quad (2.4.2)$$

In unserem Fall liegen zwei Teilsysteme vor, Kameraobjektiv und Strahlführung im Kameragehäuse.

Bei einer Gegenstandsweite von 600 mm konnte ein Bereich von 7 x 5,5 mm² auf den 8,6 x 6,9 mm² großen Sensor abgebildet werden.

$$\beta' = \frac{8,6\text{mm}}{7\text{mm}} \approx \frac{6,9\text{mm}}{5,5\text{mm}} = 1,23:1$$

Das Objekt wird also mit 1,23-facher Vergrößerung auf dem Sensor abgebildet. Der Abbildungsmaßstab der Strahlführung wird vom Kamerahersteller mit $\beta_k' = 1:2,17$ angegeben. Demzufolge ergibt sich der Abbildungsmaßstab unseres Objektivs zu

$$\beta_o' = \frac{1,23/1}{1/2,17} = 2,67:1.$$

Die Brennweite des Spiegelteleskops f_o' und des Gesamtsystems f' lässt sich anhand der ermittelten Abbildungsmaßstäbe und der Gegenstandsweite berechnen.

$$f' = \frac{\beta' \cdot g_w}{1 + \beta'} = \frac{1,23/1 \cdot 600\text{mm}}{1 + 1,23/1} = 330,9\text{mm} \quad (2.4.3)$$

$$f_o' = \frac{\beta_o' \cdot g_w}{1 + \beta_o'} = \frac{2,67/1 \cdot 600\text{mm}}{1 + 2,67/1} = 436,5\text{mm} \quad (2.4.4)$$

Für die Kalkulation der Auflösungsgrenze Δy_{\min} muss die beugungsbegrenzte (Δy_b) und systembegrenzte Auflösung (Δy_s) berechnet und miteinander verglichen werden.

Die Auflösung eines optischen Systems ist definiert als der kleinste Abstand zwischen zwei Objektstrukturen, bei dem diese Objekte noch als getrennt abgebildet bzw. wahrgenommen werden. Aufgrund der Wellennatur des Lichts und der damit verbundenen Beugung ist die Auflösung Δy_b begrenzt. [24] Für ein theoretisch ideales Objektiv ohne Abbildungsfehler gilt

$$\Delta y_b \approx \frac{0,61 \cdot \lambda}{n \cdot A_N} = \frac{0,61 \cdot \lambda}{n \cdot \frac{1}{2 \cdot k_{eff}}} . \quad (2.4.5)$$

Da in der Praxis meist nur die Blendenzahl k_∞ , die nur für Abbildungen aus dem Unendlichen bzw. für sehr kleine Abbildungsmaßstäbe ($\beta' < 0,1$) relevant ist, angegeben wird, muss die effektive Blendenzahl k_{eff} mit Gleichung 2.4.6 abgeschätzt werden.

$$k_{eff} = k_\infty \cdot (1 + \beta') \quad (2.4.6)$$

Jedoch gibt der Hersteller im Fall unseres Spiegelteleskops die effektive Blendenzahl für verschiedene Gegenstandsweiten mit an. Aus den Angaben im Datenblatt ergibt sich für eine Gegenstandsweite von 600 mm eine effektive Blendenzahl von $k_{eff} = 9$.

Für die Berechnungen wird eine Wellenlänge von $\lambda = 0,52 \mu m$ angenommen, bei der der CCD Chip die höchste Quantenausbeute liefert. Es ergibt sich ein Auflösungsvermögen unseres optischen Systems von

$$\Delta y_b \approx \frac{0,61 \cdot 0,52 \mu m}{1 \cdot \frac{1}{2 \cdot 9}} = 5,7 \mu m .$$

Systemseitig wird das Auflösungsvermögen durch den CCD Chip und Bildverstärker begrenzt. Für die Auflösung eines Linienpaares (Lp) auf einem CCD Chip sind mindestens zwei Pixel notwendig. Das Auflösungsvermögen wird in der Bildverarbeitung auch als maximal auflösbare Bildfrequenz f_{max} bezeichnet und beträgt bei unserem System in axialer Richtung bei einer Pixelfläche von $6,7 \times 6,7 \mu m^2$

$$f_{a/max} = \frac{1}{2 \cdot d_{pixel}} = \frac{1}{2 \cdot 0,0067 mm} = 74 \frac{Lp}{mm} . \quad (2.4.7)$$

Da sich die Ausdehnung der Pixel in der Diagonalen um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößern, verringert sich das maximale Auflösungsvermögen in dieser Richtung um den Faktor $\sqrt{2}$. Es beträgt

$$f_{d/\max} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot f_{a/\max} = 52 \frac{Lp}{mm} . \quad (2.4.8)$$

Damit liegt die Bildfrequenz des CCD Chip über dem des Bildverstärkers, die mit $f_{B\max} = 51 \frac{Lp}{mm}$ angegeben wird. Somit ist das Auflösungsvermögen des Bildverstärkers der systemseitig begrenzende Faktor. Die Auflösungsgrenze des Systems beträgt

$$\Delta y_s = \frac{1}{\beta \cdot f_{B\max}} = \frac{1}{1,23/1 \cdot 51 \frac{Lp}{mm}} = 16 \mu m . \quad (2.4.9)$$

Da $\Delta y_b < \Delta y_s$ ist, folgt dass das Auflösungsvermögen des Systems nicht beugungsbegrenzt ist und eine minimale Strukturbreite von $\Delta y_{\min} = \Delta y_s = 16 \mu m$ aufgelöst werden kann.

Der Schärfentiefebereich Δa ist der Bereich zwischen Nahgrenze a_v und Ferngrenze a_F , also jener Bereich im Objektraum der auf dem Sensor hinreichend scharf abgebildet wird.

$$a_{v/F} = \frac{g_w \cdot f'^2}{f'^2 \pm k_{eff} \cdot u' \cdot (g - f')} \quad (2.4.10)$$

$$a_v = \frac{600mm \cdot (330,9mm)^2}{(330,9mm)^2 + 9 \cdot 0,0067mm \cdot (600mm - 330,9mm)} = 599,9mm$$

$$a_F = \frac{600mm \cdot (330,9mm)^2}{(330,9mm)^2 - 9 \cdot 0,0067mm \cdot (600mm - 330,9mm)} = 600,1mm$$

Die Größe u' ist als Unschärfekreis definiert und ist bei CCD-Sensoren gleich dem Pixelraster bzw. der Pixelgröße. [16]

$$\Delta a = a_F - a_v = 600,1mm - 599,9mm = 0,2mm \quad (2.4.11)$$

In *Tabelle 2.2* wurden die wesentlichen Kriterien aller drei Objektive noch einmal gegenübergestellt.

Tabelle 2.2 Kenndaten drei verschiedener Kameraobjektive.

Kameraobjektiv	Planar T*1,4/50	Makro-Planar T*2/100	Questar QM1
Brennweite	51,6 mm	97,5 mm	435,6 mm*
Nahpunkt	240 mm	240 mm	560 mm
Lichtstärke, f/k_{∞}	f/1,4	f/2	f/8,7
Arbeitsabstand	600 mm		
Abbildungsmaßstab	1:23,3	1:11,6	1,2:1
Auflösungsgrenze**	457 μm	227 μm	16 μm
Schärfentiefebereich**	15,9 mm	3,6 mm	0,2 mm

*nach *Gleichung 2.4.4* berechnet

**für beide Zeiss Objektive wurde mit der Blendenzahl $k = 8$ gerechnet

In den *Abbildungen 2.4.4* und *2.4.5* ist die Sichtfeldgröße in Abhängigkeit der Gegenstandsweite die oben genannten Kameraobjektive grafisch dargestellt.

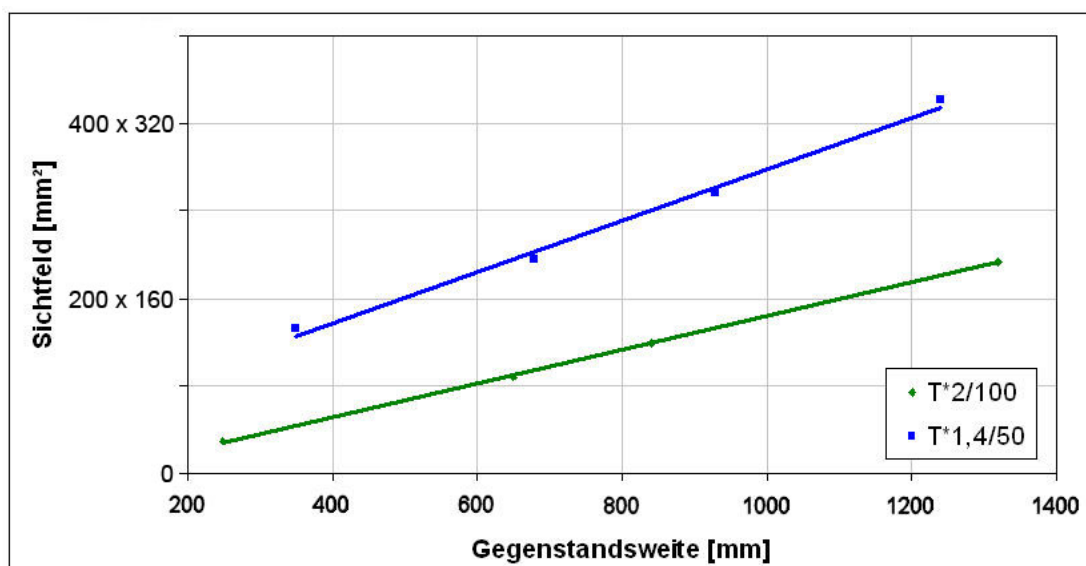


Abb. 2.4.4 Größe des Sichtfeldes in Abhängigkeit der Gegenstandsweite für die beiden Zeissobjektive, aufgenommen mit der HSFC-pro (2/3" CCD Chip)

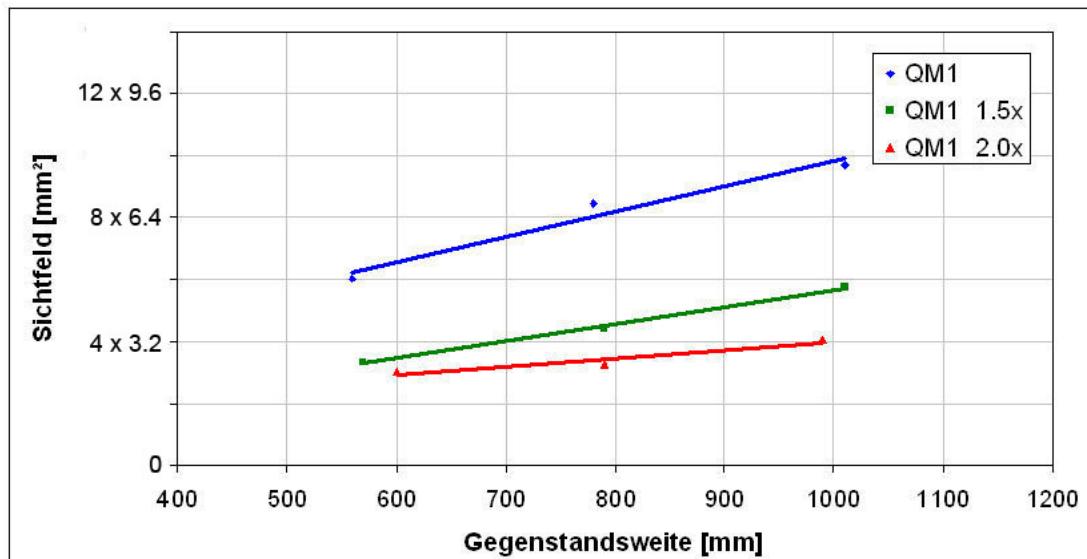


Abb.2.4.5 Größe des Sichtfeldes in Abhängigkeit der Gegenstandsweite anhand des Spiegelteleskops QM1 in Kombination mit verschiedenen Barlowlinsen, aufgenommen mit der HSFC-pro (2/3" CCD Chip)

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1. Kenngrößen der Laserstrahlen

Alle folgenden Betrachtungen beziehen sich auf einen idealisierten Laserstrahl, dem Gaußstrahl. Ein Laserstrahl der eine ideale Gaußverteilung aufweist besitzt die höchst mögliche Strahlgüte k . Die Strahlgüte ist das Verhältnis zwischen idealem (Gauß) und realem Strahlparameterprodukt SPP und gibt an wie gut sich ein Laserstrahl fokussieren lässt, sie ist immer $0 < k \leq 1$.

$$k_G = \frac{SPP_{ideal}}{SPP_{real}} = \frac{1}{M^2} \quad (3.1.1)$$

Für die Strahlqualität wird häufig auch der Beugungsbegrenzungsfaktor M^2 benutzt. [26]

Das Strahlparameterprodukt (SPP) ist eine Erhaltungsgröße, welche im gesamten Bereich der Strahlpropagation, als auch beim Durchgang von passiven Optiken, mit Ausnahme von Lichtleitfasern konstant bleibt. Unter Annahme kleiner Divergenzwinkel Θ , gilt im Fernfeld

$$SPP = \Theta \cdot w_0 \quad (3.1.2)$$

$$SPP_{ideal} = \Theta_{ideal} \cdot w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.1.3)$$

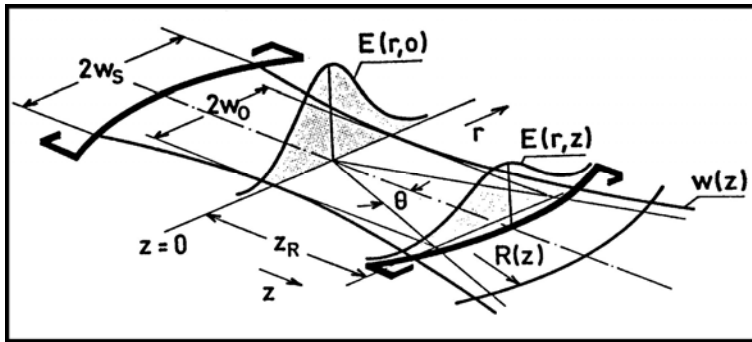


Abb. 3.1.1 Grundmode im Resonator mit Propagationsrichtung z und radialer Entfernung r von der optischen Achse [25]

Die radiale Feldstärkeverteilung beträgt

$$E(r, z) = E_0(z) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (3.1.4)$$

mit $I(r, z) \propto E^2(r, z)$ folgt für die entsprechende Intensitätsverteilung

$$I(r, z) = I_0(z) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2(z)}\right). \quad (3.1.5)$$

Die Intensität auf der Strahlachse $I_0(z)$ ergibt sich aus

$$I_0(z) = I_0(0) \cdot \frac{w_0^2}{w^2(z)}. \quad (3.1.6)$$

Da eine gaußverteilte Funktion erst im unendlichen gegen Null geht, wurde als Strahlradius die radiale Entfernung von der optischen Achse definiert, an der die Intensität auf das $1/e^2$ -fache abfällt (Abb.3.1.3). Dieser Radius beinhaltet rund 86 % der Leistung des Laserstrahls (Abb.3.1.2).

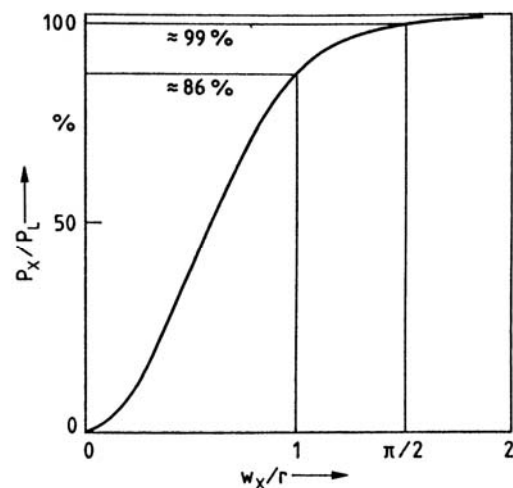


Abb. 3.1.2 Anteil transportierter Laserleistung innerhalb eines Radius w_x [25]

In Abhängigkeit der Strahlpropagation in z-Richtung verhält sich der Strahlradius im Nahfeld wie folgt

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \quad (3.1.7)$$

Der Bereich $\pm z_0$ steht für die *Rayleigh-Länge*, die die Entfernung entlang der optischen Achse angibt, an dem sich die Querschnittsfläche des Strahls verdoppelt und demzufolge die Intensität halbiert.

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (3.1.8)$$

w_0 ist der kleinstmögliche Strahlradius und charakterisiert die Größe der Strahltaile ($z = 0$), siehe *Abbildung 3.1.1*, sie beträgt

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot f \cdot M^2}{\pi \cdot w_{vor}}. \quad (3.1.9)$$

Neben der räumlichen Abhängigkeit der Strahlintensität $I(r, z)$ variiert diese im Fall von Laserpuls zusätzlich mit der Zeit. Zur Vereinfachung wurde ein gaußförmiges Plusprofil angenommen. In *Abbildung 3.1.3* sind die Intensitätsverteilungen in Bezug auf die jeweilige Größen (r, z, t) dargestellt.

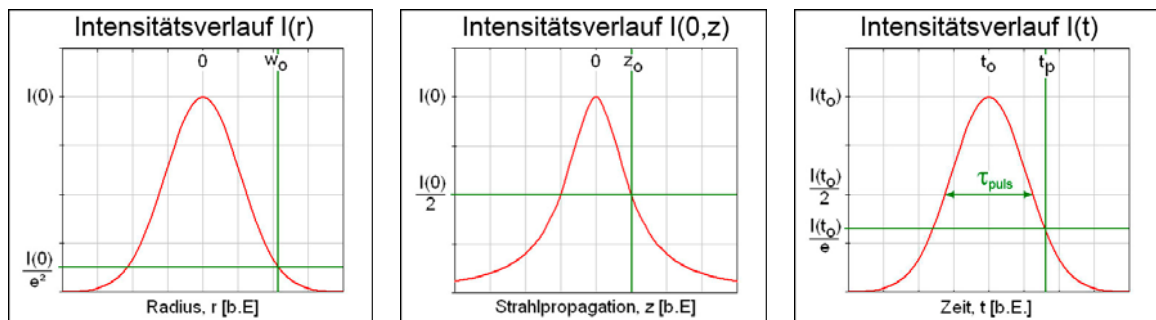


Abb.3.1.3 gaußförmiges Puls- und Strahlprofil, $I(r)$, $I(r=0,z)$, $I(t)$ v.l.n.r.

Damit ergibt sich der Verlauf der Strahlintensität in Abhängigkeit von Ort und Zeit zu

$$I(r, z, t) = I_0(0) \cdot \frac{w_0^2}{w^2(z)} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2(z)}\right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{t - t_0}{t_p}\right)^2\right). \quad (3.1.10)$$

Mit $I_0(0) = I_{\max} = I(r=0, z=0, t=t_0)$ gleich

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\max}}{\pi \cdot w_0^2} \quad (3.1.11)$$

und

$$t_p = \frac{\tau_{Puls}}{\sqrt{\ln 16}}. \quad (3.1.12)$$

Die maximale Pulsleistung P_{\max} ergibt sich aus der Pulsenergie E_{Puls} und der Pulsdauer τ_{Puls} , welche bei halber Pulsspitzenleistung definiert ist (Abb.3.1.3). Der Koeffizient K ist von der Pulsform abhängig, für einen gaußverteilten Puls gilt $K_{Gauß} \approx 0.94$.

$$P_{\max} = K \cdot \frac{E_{Puls}}{\tau_{Puls}} = 0,94 \cdot \frac{P_{av}}{f_{Puls} \cdot \tau_{Puls}} \quad (3.1.13)$$

3.2. Wechselwirkung: Laserstrahlung - Materie

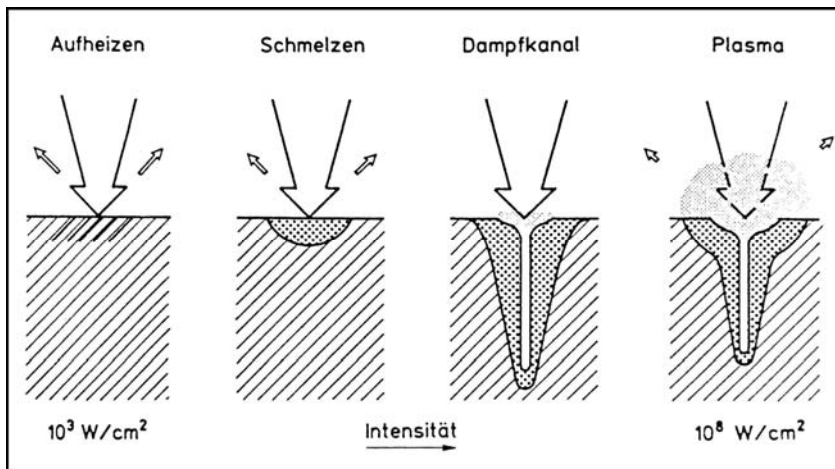


Abb.3.2.1 Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Werkstück [25]

Bei der Interaktion von elektromagnetischer Strahlung mit Materie, wird diese stets zu gewissen Teilen reflektiert, absorbiert, transmittiert und gestreut.

$$R + A + T + S = 1 \quad (3.2.1)$$

Für die Lasermaterialbearbeitungen ist es besonders wichtig, wie viel Energie pro Zeit im Werkstück deponiert wird. Ein Maß dafür ist der Absorptionsgrad A , der das Verhältnis von eingekoppelter zu eingestrahelter Laserleistung angibt:

$$A = \frac{P_{ab}}{P} \quad (3.2.2)$$

Dabei ist die Absorption selbst von zahlreichen Parametern abhängig. Neben den laserseitigen Eigenschaften sind Werkstoff- und prozesseitige Eigenschaften für die Energieeinkopplung entscheidend (siehe Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1 Übersicht der Parameter die wesentlichen Einfluss auf das Absorptionsverhalten haben.

Laserstrahleigenschaft	Werkstoffeigenschaft	Prozesseigenschaften
Wellenlänge	Material	Prozessgas
Pulsdauer	Geometrie	lokale Aufheizung
Strahlintensität	Rauigkeit	Phasenumwandlung
Polarisation, Einfallswinkel	Morphologie	laserinduziertes Plasma

Mit Hilfe des Lambert-Beersches Gesetz lässt sich die lineare Absorption von elektromagnetischer Strahlung in einem Medium der Dicke z beschreiben.

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha_a z) \quad (3.2.3)$$

Allerdings wird die Absorption bei hohen Intensitäten nichtlinear und Mechanismen wie zum Beispiel Multiphotonabsorption und inverse Bremsstrahlung können in den Vordergrund treten. Die Absorption der Laserstrahlung beruht, abhängig von ihrer Photonenenergie, im Wesentlichen auf zwei Vorgänge: Elektronenanregung und Schwingungsanregung.

So können Photonen hoher Energie (UV bis NIR Bereich), Elektronen in den äußeren Atomhüllen anregen. Wohingegen die Energie der Photonen im IR-Bereich zu gering ist, um die *Coulombschen* Anziehungskräfte zwischen Elektronen und ihrer Atomrümpfe überwinden zu können. Sie liegen energetisch in derselben Größenordnung, wie die Schwingungsniveaus von Molekülbindungen, das heißt sie können IR-aktive Moleküle, also Moleküle die entweder ein veränderbares oder induzierbares Dipolmoment aufweisen, zum Schwingen anregen.

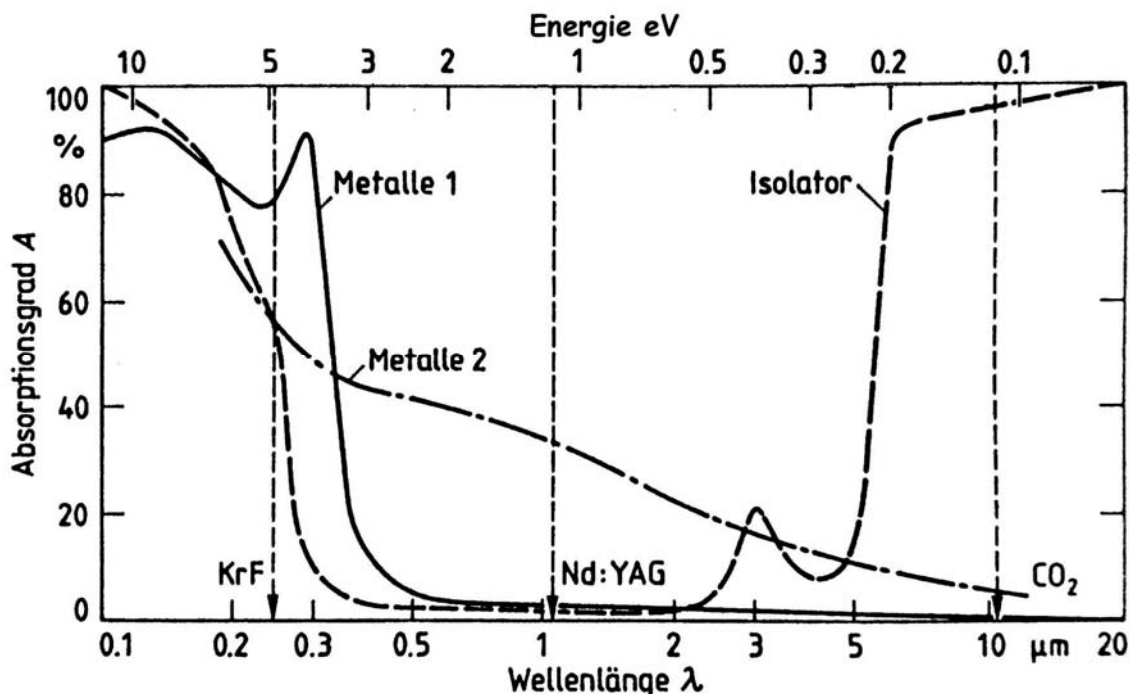


Abb.3.2.2 Absorptionsgrad in Abhängigkeit von der Wellenlänge und Photonenenergie bei glatten Oberflächen, Raumtemperatur und normalem Strahlungseinfall, Metalle 1 sind solche mit aufgefüllten inneren Elektronenschalen, Metalle 2 sind Übergangsmetalle [25]

Der Energieaustausch zwischen Elektronen und dem Gittersystem wird als Elektron-Phonon Wechselwirkung beschrieben. Ist dieser ausreichend hoch, wird Material geschmolzen, verdampft oder sogar ionisiert.

3.3. Plasma

3.3.1. Grundlegendes

Neben den drei Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig, wird weiterhin in den Plasmazustand unterschieden. Der Begriff Plasma bezeichnet ein teilweise bzw. komplett ionisiertes Gas. Dabei ist die Anzahl an Ladungsträgern so groß, dass die physikalischen Eigenschaften eines Mediums davon wesentlich beeinflusst werden. Das Verhältnis zwischen ionisierten Teilchen zur Gesamtzahl wird durch den Ionisationsgrad definiert und liegt für Plasmen typischerweise zwischen 10^{-5} (Ionosphäre) und 1 (Inneres von Fixsternen).

Die Bestandteile eines Plasmas sind:

- positive und negative Ionen
- Elektronen
- neutrale Atome und Moleküle
- neutrale energetisch angeregte Atome und Moleküle
- Photonen.

Wird einem Plasma nicht ständig ausreichend Energie zugeführt, sinkt die Ladungsträgererzeugungsrate (Ionisation) schließlich soweit ab, bis diese kleiner als die Verlustrate ist. Folglich sinkt der Ionisationsgrad und das Plasma erlischt zum Gas.

Im Vergleich zu gewöhnlichen Gasen, treten die in einem Plasma geladenen Bestandteile zusätzlich über die Coulombkraft in Wechselwirkung, aus denen sich Eigenschaften ergeben, die in keinem anderen Aggregatzustand zu finden sind. Allerdings wirken Plasmen nach Außen hin neutral. Dass für Plasmen charakteristisch typisches Leuchten, wird durch Strahlungsemission angeregter Gasatome, Moleküle oder Ionen verursacht.

3.3.2. Ionisationsmechanismen und Rekombination

Laut Definition ist ein Plasma ein ionisiertes Gas, wobei sein Ionisierungsgrad stark variieren kann. Im Folgenden wird ein Überblick über die wesentlichen Ionisationsmechanismen gegeben.

Thermische Ionisation

Innerhalb eines Gases der Temperatur T_g , können Stöße zwischen (thermischen) Elektronen und Atomen bzw. Molekülen, diese ionisieren. Im thermodynamischen Gleichgewicht lässt sich der Ionisationsgrad ξ in Abhängigkeit der Temperatur durch die *Saha- Gleichung* beschreiben.

$$\frac{\xi^2}{1-\xi} = \frac{2 \cdot g_i}{g_a \cdot N_g} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot k_B \cdot T_g}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{k_B \cdot T_g}\right) \quad (3.3.1)$$

Photoionisation

Photonen können durch Einfach- oder Mehrphotonenabsorption ein Atom bzw. Molekül ionisieren. Unter idealen Voraussetzungen lässt sich der Vorgang wie folgt beschreiben

$$N \cdot h \cdot \nu \geq E_i, \quad (3.3.2)$$

wobei N die Anzahl absorbierter Photonen ist.

Die Absorption von Photonen ist ein stochastischer Prozess, die Wahrscheinlichkeit ein Atom zu ionisieren steigt mit der Laserstrahlintensität.

Tunnelionisation

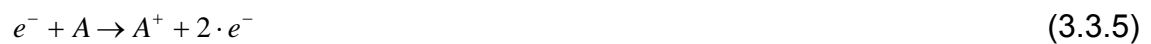
In Folge eines starken elektrischen Feldes können Elektronen eine endliche Potentialbarriere überwinden und den Wirkbereich ihrer Atomrümpfe verlassen. Eine Formel zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Tunneleffekts wurde bereits in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts von *J. Robert Oppenheimer* angegeben.

$$W = \beta \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot m} \cdot I_{pot}^{\frac{3}{2}}}{\hbar \cdot e \cdot E_0}\right) [s^{-1}], \text{ mit } \beta \propto \frac{I_{pot}}{\hbar} \quad (3.3.3)$$

Elektronenstoßionisation

In einem elektrischen Feld werden freie Elektronen beschleunigt. Sobald diese genügend kinetische Energie besitzen, können sie Atome oder Moleküle durch Stöße ionisieren. Handelt es sich um hochenergetische Elektronen, werden diese nach dem Stoß nicht rekombiniert und die Elektronendichte steigt exponential an.

$$e \cdot E \cdot s = \frac{m_e}{2} \cdot v_e^2 \geq 2 \cdot E_i \quad (3.3.4)$$



Im Strahlungsfeld eines Lasers können diese Elektronen bei Zusammenstößen mit Atome oder Moleküle, Photonen absorbieren (inverse Bremsstrahlung), wodurch ihre kinetische Energie zunimmt.

Da die Elektronenstoßionisation die effektivste Methode zur Generierung von Ladungsträgern ist, wird sie vor allem in der Industrie für die Plasmaerzeugung genutzt.

Rekombination

Zum Verlust an Ladungsträgern führt neben der Ladungsträgerdiffusion aus dem Plasmabereich, die Rekombination. Dabei wird in Dreistoß- und Strahlungsrekombination unterscheiden. Bei der Strahlungsrekombination vereinigen sich Elektronen und Ionen zu einem neutralen Teilchen, die dabei freiwerdende Bindungsenergie wird in Form von Strahlung frei.



Im Fall der Dreistoßrekombination wird diese freiwerdende Energie auf ein weiteres Elektron, Atom/Ion oder Partner des Ions in einer Molekül- oder Ionenbindung, übertragen.

3.4. Laserinduziertes Plasma

3.4.1. Eigenschaften und Entstehung

Laserinduzierte Plasmen sind für die Lasermaterialbearbeitung, vor allem für Laserstrahlung im Infraroten von großer Bedeutung. Wegen des hohen Reflektionsgrad von Metallen im IR-Bereich kann die Laserenergie oftmals nur über das Plasma effektiv ins Material eingekoppelt werden.

Für das Induzieren von Plasmen mittels Laser ist eine Laserstrahlintensität I_p notwendig, bei der ausreichend Material verdampft und ionisiert wird. Für eine Laserwellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$, wie sie ein ND:YAG Laser emittiert, liegt diese Schwellintensität für Metalle bei einigen 10^8 W/cm^2 . [27] Die Ionisierung des ablatierten Materials erfolgt durch die in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Mechanismen. Wobei Photo-, Tunnel- und thermische Ionisation vor allem der Erzeugung von freien Primärelektronen für die Elektronenstoßionisation dienen. Wird eine kritische Laserstrahlintensität I_p^{opt} überschritten, wird die Laserstrahlung durch Effekte wie Photoionisation, Photoanregung und inverse Bremsstrahlung stärker im Plasma absorbiert. Folglich steigt die Zahl an hochenergetischen Elektronen und der Materialdampf wird schlagartig ionisiert. Für die Materialbearbeitung mit Pulslängen im Nanosekundenbereich lässt sich I_p^{opt} durch Gleichung 3.4.1 [27] abschätzen. Wobei I_p^{opt} wellenlängenabhängig ist und mit kleineren Wellenlängen sinkt.

$$I_p^{opt} \approx \frac{m_e^2 \cdot c \cdot E_i \cdot (\sigma_{eg} \cdot v_e \cdot N_g)^2}{2 \cdot \pi \cdot m_g \cdot e^2} \propto p^2 \quad (3.4.1)$$

Bei diesen Laserstrahlintensitäten begrenzt sich die Plasmawolke auf den Bereich nahe der Materialoberfläche. Wobei die Plasmatemperatur typischerweise in der Größenordnung von ca. 10^4 K liegt. Mit steigender Laserstrahlintensität absorbiert das Plasma zunehmend stark und breitet sich in Richtung Laserstrahl aus. Ab einer gewissen Intensität I_{cr} kommt es zur Plasmaabschirmung, an dem nahezu die gesamte Laserstrahlenergie in das Plasma eingekoppelt wird. Die Kopplung zwischen Material und Plasma kann dabei so schwach werden, dass der Energietransfer unterbrochen wird und letztlich die laserinduzierte Materialverdampfung stoppt. Während sich das

Plasma vom Material löst und ausdehnt, nimmt die Wechselwirkung zwischen Laser und Plasma ab und die Laserstrahlintensität auf der Materialoberfläche steigt solange an, bis sich ein neues Plasma ausbildet (Abb.3.4.1).

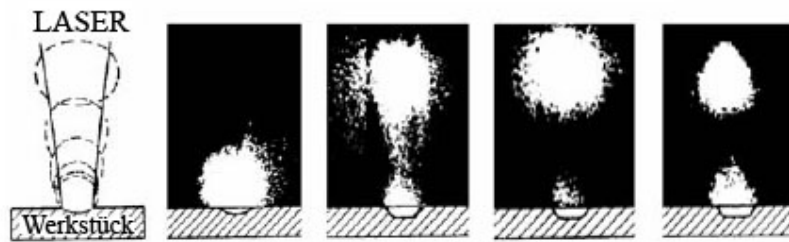


Abb.3.4.1 Plasmaabschirmung, bei der Bestrahlung von Stahl mit CO₂-Laserstrahlung, zeitliche Verzögerung von 50 ns zwischen den einzelnen Aufnahmen [28]

Eine wichtige Kenngröße von Plasmen, ist die Plasmafrequenz ω_p . Das Verhältnis von Kreisfrequenz des Lasers ω zur Plasmafrequenz bestimmt wesentlich das Verhalten elektromagnetischer Strahlung in Plasmen.

Bei sehr hohen Intensitäten können sich Plasmakanäle entlang der Strahlpropagation ausbilden. Es wird davon ausgegangen, dass Elektronen in einem unterkritischen Plasma ($\omega \gg \omega_p$, $\tau_{puls} \gg \omega_p^{-1}$) bei der Wechselwirkung mit dem Laserfeld einer *ponderomotive Kraft* F_p unterworfen sind. [19] Welche bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung diese radial nach außen hin beschleunigt.

$$\vec{F}_p = -m_e \cdot c^2 \cdot \text{grad} \left(\sqrt{1 + \frac{|\vec{a}|^2}{2}} \right) \quad (3.4.2)$$

Das normierte Vektorpotential $|\vec{a}|^2$ ist proportional zum Produkt $\lambda^2 \cdot I$. Das bedeutet, dass die Dichte freier Elektronen entlang der optischen Achse am geringsten ist und mit zunehmender Entfernung r ansteigt. Da nach Gleichung 3.4.7 die komplexe Brechzahl mit der Dichte freier Elektronen korreliert, bildet sich senkrecht zur optischen Achse ein Brechzahlverlauf $\tilde{n}(r)$, der wie eine Sammellinse wirkt. Dieser Effekt heißt *Selbstfokussierung* und führt dazu, dass Laserstrahlen stärker fokussiert werden, als es allein durch die Fokussieroptik zu erwarten wäre.

Elektronen die aus der Region der Selbstfokussierung entkommen sind, bilden im besten Fall eine zylinderförmige Raumladungswolke aus. [19]

Die Abhängigkeit der Plasmatemperatur und Elektronendichte laserinduzierter Plasmen von der Laserintensität und Zeit wird von H.Pakhal et al angegeben. Sie entwickelten ein Emissionsmodell, welches ihnen erlaubt anhand des Emissionsspektrums diese Daten zu gewinnen. In den *Abbildungen 3.4.2* und *3.4.3* sind Teile ihrer Ergebnisse dargestellt. Die ermittelten Daten beziehen sich auf die Laserablation von Aluminiumproben in Luftatmosphäre, unter Verwendung eines frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers, welcher Nanosekundenpulse (4 bis 6 ns) mit einer Pulsenergie von 300 mJ emittiert.

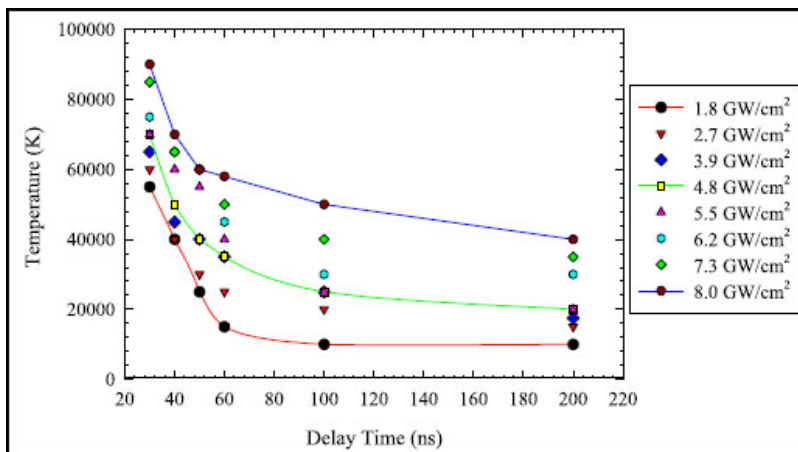


Abb.3.4.2
Temperaturverlauf
laserinduzierter Plasmen
abhängig von Zeit und
Laserstrahlintensität [29]

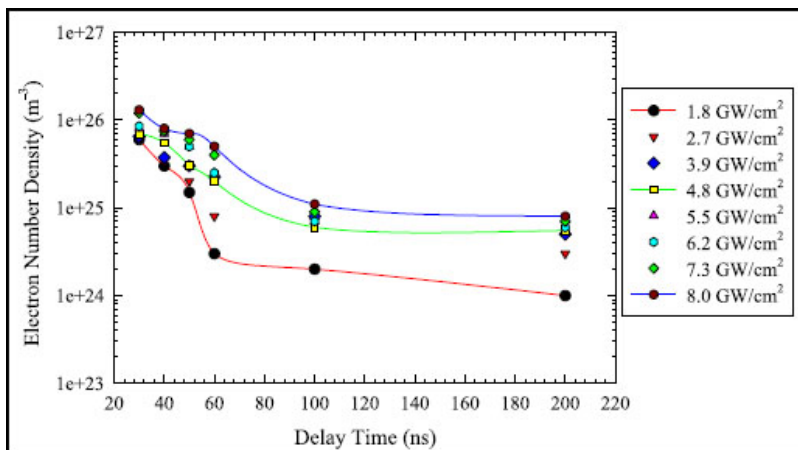


Abb.3.4.3 Verlauf der
Elektronen Dichte in
laserinduzierten Plasmen
abhängig von der Zeit für
verschiedene Intensitäten
[29]

Die optischen Eigenschaften eines Plasmas sind durch die komplexe Brechzahl \tilde{n} nach *Gleichung 3.4.3* bestimmt.

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) + i \cdot k_a(\lambda) = \sqrt{\varepsilon} \quad (3.4.3)$$

Für die Permittivität ε gilt die Dielektrische Funktion (Abb. 3.4.4)

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (3.4.4)$$

Mit der Kreisfrequenz ω der Laserstrahlung

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3.4.5)$$

und der Plasmafrequenz ω_p ,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot m_e}} \quad (3.4.6)$$

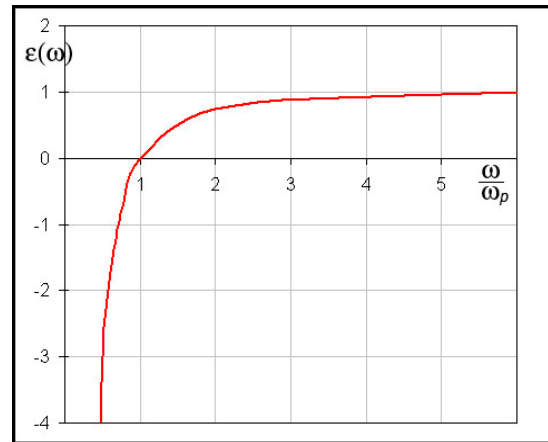


Abb.3.4.4 Dielektrische Funktion

folgt, dass die optischen Eigenschaften von der Laserwellenlänge und Dichte freier Elektronen n_e im Plasma abhängig sind.

$$\tilde{n}(\lambda) = \sqrt{1 - \left(\frac{n_e \cdot e^2 \cdot \lambda^2}{16 \cdot \pi^3 \cdot m_e \cdot c^2} \right)} \quad (3.4.7)$$

Oberhalb einer kritischen Elektronendichte n_e^k kann elektromagnetische Strahlung nicht mehr in das Medium eindringen ($\omega_p = \omega$).

$$n_e^k = \frac{m_e \cdot \omega^2}{4 \cdot \pi \cdot e^2} = 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\mu m}{\lambda} \right)^2 cm^{-3} \quad (3.4.8)$$

3.4.2. Ionisationsfront und Druckwellen

Bildet sich ein laserinduziertes Plasma in einer Gasatmosphäre ($p_g > 0.1 \text{ mbar}$), dann wirkt die Expansion der ablatierten Teilchen wie ein Kolben, die das umgebende Gas verdichten und aufheizen. Folglich bildet sich eine nach außen gerichtete Stoßwelle aus, die im Verlauf an Dichte, Druck, Temperatur und Geschwindigkeit verliert.

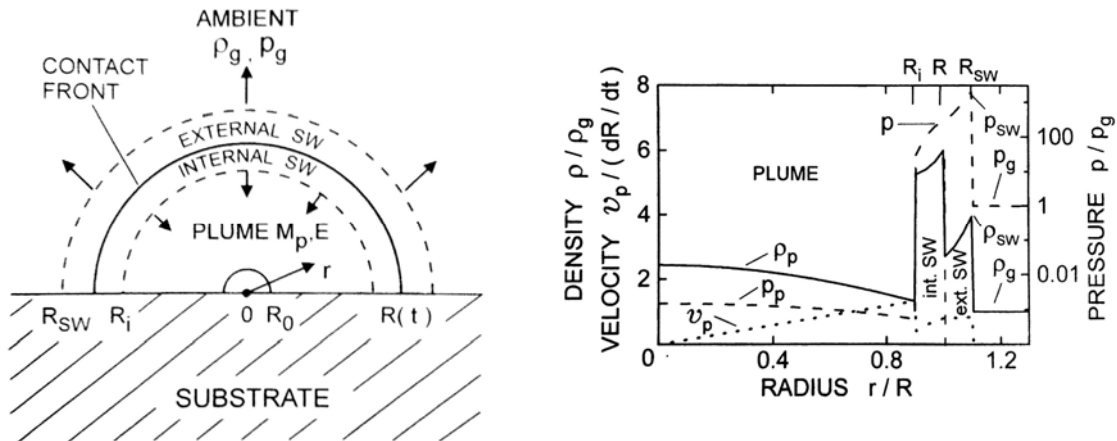


Abb.3.5.1 schematische Darstellung eines sich ausbreitenden sphärischen Materialdampf-Plasmagemisch in einer Gasatmosphäre; links: die Grenzfläche zwischen beiden Volumen bildet die "contact front" die Radien R_{SW} und R_i beziehen sich auf die externen bzw. internen Druckwelle, R_0 ist der Anfangsradius des ablatierten Materials, ρ_g und p_g charakterisieren die Eigenschaften des umgebenden Gases, ; rechts: durchgezogene (Dichte), gestrichelte (Druck) und gepunktete Linie (Geschwindigkeit) [27]

Wie in *Abbildung 3.5.1* dargestellt ist, bildet sich neben einer externen Druckwelle eine nach innen gerichtete interne Stoßwelle aus. Sie entsteht durch zahlreiche Zusammenstöße ablatierter Teilchen mit Molekülen des Umgebungsgases nahe der Ionisationsfront, welche abgebremst und teilweise reflektiert werden. Diese nach innen gerichtete Stoßwelle kann das Plasma mehrfach durchlaufen und homogenisieren.

Der Druck der sich durch den oben genannten Prozesse an der Grenzfläche (*contact front*) aufbaut, kann durch das Newtonsche Gesetz für externe Druckwellen ermittelt werden.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot R^3 \cdot \rho_g \cdot \dot{R} \right) = 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (p - p_g) \quad (3.5.1)$$

Die Ausbreitung der externen Stoßwelle relativ zur Ionisationsfront ist von der Laserstrahlintensität abhängig.

Für Intensitäten die zum optischen Durchbruch I_p^{opt} führen, aber unterhalb einer kritischen Laserstrahlintensität I_d liegen ($I_p^{opt} \leq I \leq I_d$), läuft diese dem Plasma voraus. Bei höheren Intensitäten ($I_d \leq I$) und Laserpulsdauern die im Bezug auf die Druckwellenbildung lang sind, breiten sich die ablatierten Teilchen mit Überschallgeschwindigkeit aus. Das umgebende Gas wird stark komprimiert, erwärmt und ionisiert. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Stoßwelle und Ionisationsfront ist nahezu gleich und lässt sich nach [30] durch Gleichung 3.5.2 abschätzen.

$$v \approx \left(2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot \frac{I}{\rho_G} \right)^{1/3} \quad (3.5.2)$$

Der adiabatische Koeffizient ist $\gamma \approx \frac{5}{3}$. Bei diesen hohen Intensitäten steigt die Dichte freier Elektronen so stark, dass die Eigenschaften des Plasmas denen von Metallen ähneln. Das bedeutet, die Laserstrahlung wird stark reflektiert und nur ein geringer Strahlanteil in einer dünnen Schicht der Ionisationsfront absorbiert. Die Plasmatemperatur kann dabei 10^5 K übersteigen.

Für noch höhere Intensitäten ($I_d \ll I$) hängt die Stoßwelle der Ionisationsfront hinterher. Der Grund dafür ist, dass die Teilchen vor der Stoßwelle zuerst durch die UV-Strahlung ionisiert werden, welche vom Plasma emittiert wird und anschließend durch die Laserstrahlung (Stoßionisation). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionisationsfront kann durch Gleichung 3.5.3 nach [31] beschrieben werden.

$$v \propto I^n, n > 1 \quad (3.5.3)$$

Laserintensitäten dieser Größenordnung generieren unter anderem gepulste Röntgenstrahlung und schnelle Ionen.

3.4.3. Emissionsspektrum laserinduzierter Plasmen

Laserinduzierte Plasmen lassen sich allgemein in drei Phasen (a, b und c) einteilen, siehe *Abbildung 3.6.1*.

Zu Beginn (a) wird ein Plasma, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, gezündet. Anschließend wird das Plasma durch ständige Energiezufuhr über die Dauer des Laserpulses erhalten. In diesem Zeitabschnitt emittiert das Plasma ein kontinuierliches, breitbandiges Spektrum (b), welches durch Bremsstrahlung freier Elektronen und Rekombination entsteht. Aufgrund von Rekombinationsvorgängen ragen einige Linien aus dem Strahlungsspektrum hervor, welche mit den Elementen der Probe korrespondieren. Wobei darauf hinzuweisen ist, dass diese Spektrallinien durch hohe Elektronendichten im Plasma verschoben und verbreitert sind. In der letzten Phase wird keine Energie mehr zugeführt und das Plasma bricht zusammen. Das Emissionsspektrum wandelt sich und diskrete Spektrallinien (c) dominieren mit der Zeit (einige Mikrosekunden) immer stärker. Dies ist das Zeitregime, welches unter anderem für die Laserinduzierte Plasmaspektroskopie (LIPS) genutzt wird.

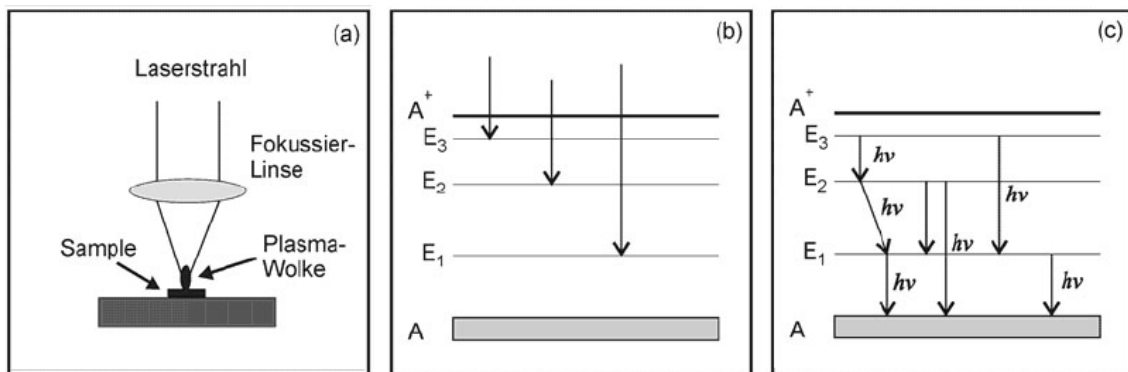


Abb.3.6.1 schematische Ablauf des Emissionsspektrums von laserinduzierten Plasmen, (a) Plasmagenerierung, (b) kontinuierliches und (c) charakteristisches Spektrum [21]

In *Abbildung 3.6.2* und *3.6.3* sind zwei typische Emissionsspektren dargestellt. Die obere Abbildung zeigt eine LIPS-Aufnahme 0,5 μ s nachdem der Laserpuls das Target traf. Die zweite LIPS-Aufnahme wurde für die Elementanalyse des Marsmeteoriten *DaG 476* genutzt. Anhand der Intensität der einzelnen Spektrallinien kann eine Aussage über den Konzentrationsgehalt des jeweiligen Elements getroffen werden. Aufgrund des stark ausgeprägten Linienspektrums ist anzunehmen, dass die *Abbildung 3.6.3* ein Spektrum, Mikrosekunden nach dem Laserpuls wiedergibt.

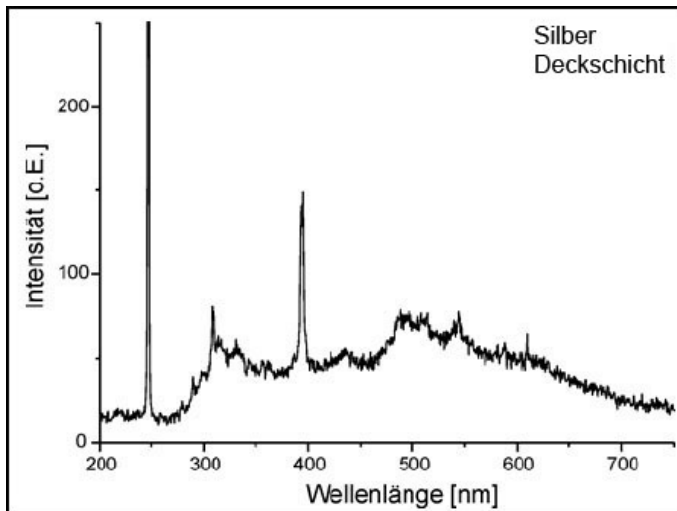


Abb.3.6.2 LIPS; Zeitverzögerung 0,5 μ s, Beschuss mit Excimer-Laser 248 nm, Strahlintensität 0,05 GW/cm² [23]

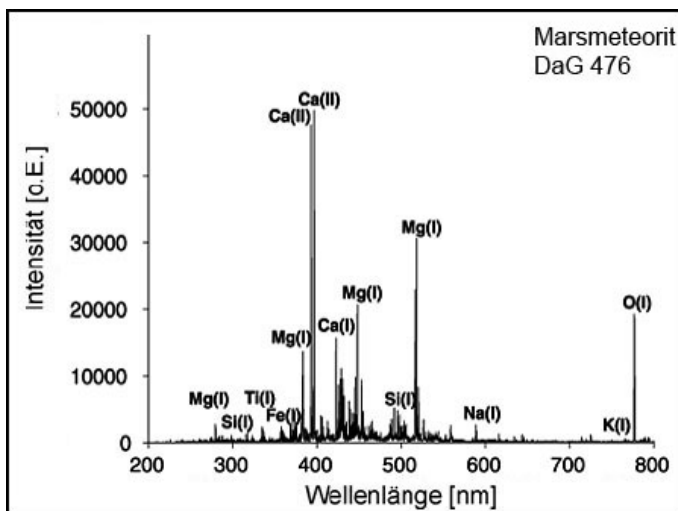


Abb.3.6.3 LIPS; qualitative und quantitative Elementanalyse, (I) angeregtes Atom, (II) einfach ionisiert [22]

Für die Beobachtung von dynamischen Materialmodifikationen während des Laserprozesses, wirkt diese Strahlungsemission störend. Eine Vielzahl an Materialinformationen, wie Materialverfärbung, Schmelzbaddynamik und Materialabtrag, werden einfach überstrahlt.

Zum Beispiel wird beim Lasertiefschweißen gezielt ein Plasma erzeugt und genutzt, um die nötige Einschweißtiefe zu erreichen. Dabei lässt sich die Qualität einer Schweißnaht, schon während der Bearbeitung anhand von Schmelzbaddynamik, Dampfkapillare, Größe und Form der Plasmafakel abschätzen.

Für die Realisierung von Aufgabe 4.3 war es daher notwendig, dass laserinduzierte Plasma auszublenden.

3.5. Schlieren- und Schattenfotografie

3.5.1. Geschichtlicher Hintergrund

Fasziniert von dem Gedanken: das Unsichtbare sichtbar zumachen. Waren Forscher und Entwickler bestrebt, Methoden zu entwickeln, die einen neuen Einblick in die Welt der Dinge ermöglichen.

Im 17. Jahrhundert dokumentierte zum ersten Mal *Robert Hooke*, den Aufbau und die Funktionsweise eines Schlierensystems. Welches unter anderem die Beobachtung von Wärmeströmen und chemischen Mischungsvorgängen unterschiedlicher Lösungen ermöglichte. Ein Jahrhundert später beschrieb *Jean Paul Marat* das Wesen der Schattenverfahren, welches eine Alternative zu der von *Hooke* entwickelten Methode darstellt. Beiden Verfahren gemeinsam, ist die Fähigkeit Brechungsindexgradienten in transparenten Medien sichtbar zu machen. Allerdings sind diese frühen Arbeiten in Vergessenheit geraten, so dass beide Verfahren im 19. Jahrhundert „neu erfunden“ wurde. Dabei handelte es sich zum einen um den deutschen Physiker *August Toepler* und zum anderen um den tschechischen Physiker *Vincenz Dvorák*. 1864 entwickelte *Toepler* das Schlierenverfahren, welches er nach den optischen Inhomogenitäten in Gläsern, den Schlieren, benannte. Mittlerweile werden ganz allgemein, Schwankungen der Brechzahl in einem transparenten Medium als Schlieren bezeichnet. Knapp 20 Jahre später veröffentlichte *Dvorák*, welcher an der Universität von Prag als Assistent von *E.Mach* arbeitete, seine Entwicklung „eine neue, einfache Form der Beobachtung von Schlieren“. Dabei erhoffte sich *Dvorák* mit seinem Verfahren, wie der Name schon andeutet, das aufwendige Schlierenverfahren von *Toepler* zu verdrängen. Jedoch zeigte sich, dass bis heute beide Techniken komplementäre Werkzeuge in der Beobachtung von Schlieren darstellen. Im 20. Jahrhundert taufte *H.Schardin* die Methode *Dvorák's* Schattenverfahren, wie sie auch noch heute genannt wird.

Neben diesen beiden Verfahren gibt es weitere Methoden, wie die Laser-Interferometrie oder *Moiré* Deflektometrie, die sich ebenfalls für die Beobachtung von Schlieren eignen. Dennoch soll auf diese im folgenden Abschnitt nicht weiter eingegangen werden.

3.5.2. Physikalischer Aspekt

Ausgangspunkt, ist die Tatsache, dass Licht seine Ausbreitungsgeschwindigkeit verändert, sobald es ein transparentes Medium durchläuft. Der Brechungsindex n beschreibt dieses Verhalten.

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (3.7.1)$$

Gemäß des *Fermatschen Prinzip* wählen Lichtstrahlen in einem transparenten Medium in der Regel den schnellsten Weg zwischen zwei Punkten. Daraus ergibt sich das Brechungsgesetz für Lichtstrahlen beim Auftreffen auf eine Grenzfläche.

$$n_1 \cdot \sin(\alpha) = n_2 \cdot \sin(\varepsilon) \quad (3.7.2)$$

Für Luft und andere Gase gilt eine einfache lineare Beziehung zwischen Brechungsindex und der Gasdichte.

$$n - 1 = k \cdot \rho \quad (3.7.3)$$

Mit dem *Gladstone-Dale* Koeffizient k , der für eine Wellenlänge konstant ist. Weiter gilt eine Abhängigkeit zwischen Brechungsindex, Temperatur und Druck die sich durch *Gleichung 3.7.4* beschreiben lässt.

$$n_0 - 1 = (n_{p,T} - 1) \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (3.7.4)$$

Für die folgenden Betrachtungen wird angenommen, dass sich Lichtstrahlen entlang der z-Achse eines kartesischen Koordinatensystems ausbreiten. Und ein in der x-y-Ebene liegendes Brechungsindexfeld durchstrahlen.

Es lässt sich beweisen [9,10,11,12], dass Schlieren die Lichtstrahlen proportional zur Größe des Brechungsindexgradienten in der x-y-Ebene brechen.

Die resultierende Strahlkrümmung wird angegeben durch:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial^2 z} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad \frac{\partial^2 y}{\partial^2 z} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \quad (3.7.5)$$

Durch einfache Integration erhält man die Winkelabweichung in x- und y-Richtung.

$$\varepsilon_x = \frac{1}{n} \cdot \int \frac{\partial n}{\partial x} \cdot \partial z \qquad \varepsilon_y = \frac{1}{n} \cdot \int \frac{\partial n}{\partial y} \cdot \partial z \qquad (3.7.6)$$

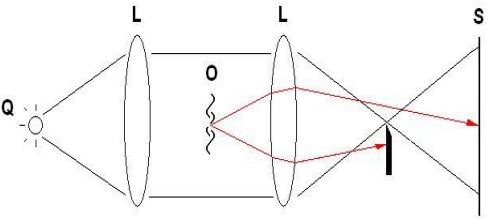
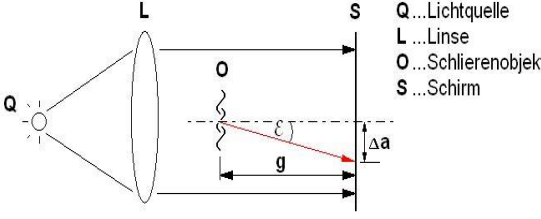
Für 2-Dimensionale Schlieren, die sich in einem Medium der Brechzahl n_0 über eine Länge ℓ entlang der optischen Achse ausdehnen erhält man:

$$\varepsilon_x = \frac{\ell}{n_0} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \varepsilon_y = \frac{\ell}{n_0} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \qquad (3.7.7)$$

Des weitern zeigen die *Gleichungen* 3.7.5 und 3.7.6, dass der Lichtstrahl stets in Richtung des größeren Brechungsindex gebrochen wird.

Das Schlieren- und Schattenverfahren baut auf diesen Fakten auf und ermöglicht die Visualisierung von Brechungsindexgradienten, wie sie zum Beispiel durch Strömungen und Temperaturfeldern entstehen. Beide Methoden sind eng miteinander verwandt, unterscheiden sich aber in einigen Punkten wesentlich. In *Tabelle* 3.2 sind beide Verfahren kurz gegenübergestellt.

Tabelle 3.2 Vergleich zwischen Schlieren- und Schattenverfahren.

Schlierenverfahren	Schattenverfahren
<ul style="list-style-type: none"> Beobachtung des Brechungswinkel, $\frac{\partial n}{\partial x}$ und $\frac{\partial n}{\partial y}$ 	<ul style="list-style-type: none"> Beobachtung des Strahlversatz, $\frac{\partial^2 n}{\partial^2 x}$ und $\frac{\partial^2 n}{\partial^2 y}$
Schematischer Aufbau	
<p><i>Simple Lense-Type Schlieren System</i></p> 	<p><i>Direct shadowgraph mit parallelem Licht</i></p> 
Vorteile	
<ul style="list-style-type: none"> hohe Empfindlichkeit Objektdetails erkennbar 	<ul style="list-style-type: none"> einfacher Aufbau große Beobachtungsfelder einfacher zu realisieren
Nachteile	
<ul style="list-style-type: none"> erhöhter Aufwand durch Justage der Schlierenkante 	<ul style="list-style-type: none"> geringere Empfindlichkeit Objekt ist defokussiert

Beide Verfahren lassen sich mit diversen Aufbauten realisieren, wobei sich diese hauptsächlich in zwei Punkten unterscheiden. Es lässt sich in divergente oder parallele Strahlführung und Linsen-, Spiegel- oder Mischsystem unterscheiden. Wobei sich zeigt, dass eine parallele Strahlführung der divergenten in nahezu allen Gesichtspunkten überlegen ist. Und Spiegelsysteme gegenüber Linsensystemen schwieriger zu justieren sind. [8] Die stärkere Empfindlichkeit der Schlierenverfahren wird besonders bei der Beobachtung von relativ geringen und weichen Brechungsindexgradienten deutlich. Im Gegensatz dazu erweist sich das Schattenverfahren für die Untersuchung von starken Druckwellen oder Turbulenzen, bei denen der Brechungsindexgradient für gewöhnlich als starke Sprungfunktion angesehen werden kann, ebenwürdig. Aus diesem Grund wurde sich für den relativ einfachen Aufbau des Schattenverfahrens (*Tabelle 3.2*) entschieden, um die Visualisierung von Druckwellen (Abschnitt 4.2) zu realisieren. Statt eines

Schirms wurde eine Kamera in den Strahlengang integriert, die das Schlierenobjekt defokussiert aufnimmt.

Die Empfindlichkeit bzw. der Kontrast dieses Aufbaus ergibt sich nach Scharadin's Definition zu

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta a}{G} = \frac{\varepsilon \cdot g}{G} . \quad (3.7.7)$$

Wobei ein minimaler Brechungswinkel ε_{\min} von

$$\varepsilon_{\min} = 1,33 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{g}} \quad (3.7.8)$$

registriert werden kann.

Kapitel 4

Experimente und Analyse

4.1. Laserinduziertes Plasma

4.1.1. Versuchsaufbau

Der experimentelle Aufbau zur Visualisierung von laserinduzierten Plasmen ist in *Abbildung 4.1.1* dargestellt.

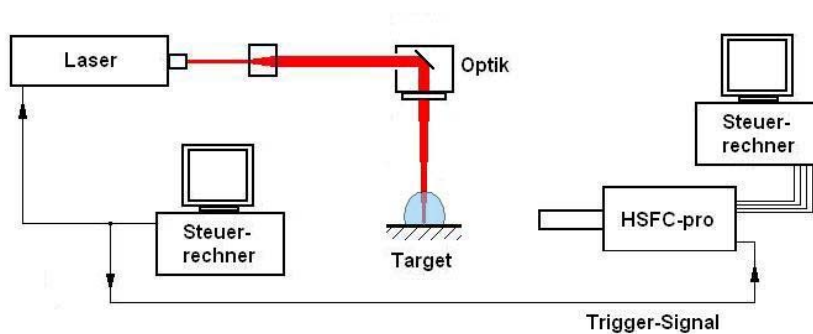


Abb.4.1.1 schematische Aufbau zur Visualisierung von laserinduzierten Plasmen

Die im Folgenden aufgelisteten Laser, wurden für die hier beschriebenen lasergenerierten Prozesse verwendet. Ihre wesentlichen Eigenschaften sollen kurz dargestellt werden.

Laser F945

Bei dieser Laserstrahlquelle handelt es sich um einen lampengepumpten Nd:YAG- Stablasers ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) der Firma *FOBA*. Dieser kann wahlweise kontinuierlich, als auch gepulst betrieben werden. Mit Ausnahme der Untersuchungen im Abschnitt 4.2.3, wurde ausschließlich im Pulsbetrieb, mit Pulshalbwertsbreiten von ca. 80 ns gearbeitet (*Abb.4.1.2*).

In den Strahlengang wurde ein Aufweiter integriert, der den Laserstrahldurchmesser auf 4 mm vergrößert. Durch Aufweitung des Laserstrahls ist es möglich den Strahl bei gleicher Fokussieroptik stärker zu fokussieren (siehe *Gleichung 3.1.9*).

Aus den *Gleichungen 3.1.9* und *3.1.11* folgt, dass die maximale Strahlintensität bei konstanten Laserparametern proportional zum Quadrat des Strahldurchmessers vor der Fokussieroptik $2 \cdot w_{vor}$ und umgekehrt proportional zum Quadrat der Brennweite ist.

$$I_{\max} \propto w_{vor}^2$$

$$I_{\max} \propto \frac{1}{f^2}$$

Für die Untersuchungen wurden Aufnahmen von Laserpulsen verschiedener Strahlintensitäten gemacht. Da sich die Laserleistung allerdings nur über den Lampenstrom der Bogenlampen regulieren lässt und dies aber wiederum zu einem veränderten Strahlprofil und Delay zwischen Triggersignal und Laserpuls führt, wurde die Strahlintensität durch Defokussierung und durch Verwendung verschiedener Fokussieroptiken variiert. Dabei wurden drei verschiedene Brennweiten verwendet: eine 256 mm, 101 mm und eine 56 mm F-Theta¹ Optik. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass das Strahlprofil der verwendeten Laser außerhalb der Fokusebene nicht mehr rotationssymmetrisch ist. Daher lassen sich die Strahleigenschaften in diesen Ebenen schlechter durch einen Gaußstrahl beschreiben (Abschnitt 3.1).

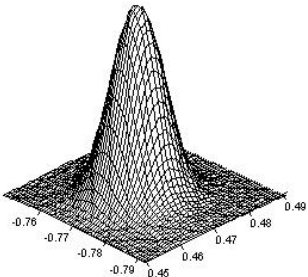
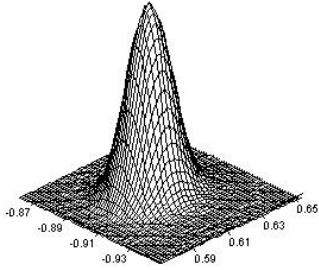
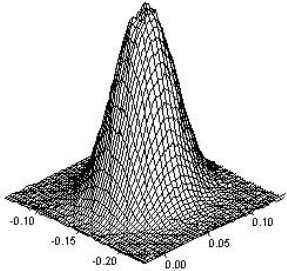
In *Tabelle 4.1* sind die Strahlparameter in Bezug auf die jeweilige Brennweite aufgeführt. Die abgebildeten Strahlprofile liegen in der Fokusebene.

¹ Planfeldoptik

Die Messungen wurden bei konstantem Lampenstrom mit dem Laserstrahl-
diagnosegerät *MicroSpotMonitor* der Firma *PRIMES* durchgeführt.

Zum Triggern der Kamera wurde eine Schaltung (*Abb.2.3.2*) in die Ansteuerung
des Lasers integriert, wodurch das Lasertaktsignal als Triggersignal verwendet
werden konnte.

Tabelle 4.1 Strahlprofil und Strahlparameter des F945.

Brennweite	Strahlprofil*	Kenndaten
56 mm		<ul style="list-style-type: none"> • $M^2 = 1,36$ • $w_0 = 11,8 \mu\text{m}$ • $\theta = 38,74 \text{ mrad}$ • $\text{SPP} = 0,5 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
101 mm		<ul style="list-style-type: none"> • $M^2 = 1,24$ • $w_0 = 19,7 \mu\text{m}$ • $\theta = 21,37 \text{ mrad}$ • $\text{SPP} = 0,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
256 mm		<ul style="list-style-type: none"> • $M^2 = 1,10$ • $w_0 = 50,4 \mu\text{m}$ • $\theta = 7,41 \text{ mrad}$ • $\text{SPP} = 0,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$

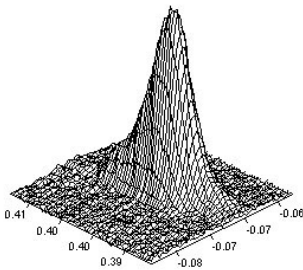
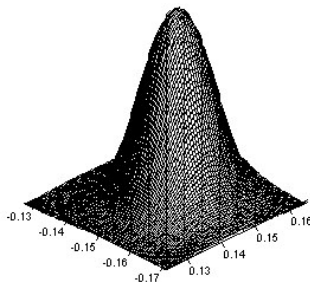
Laser IS4I-E

Die zweite Laserstrahlquelle ist ein diodengepumpter Nd:YVO₄- Slabaser
($\lambda = 1064 \text{ nm}$) der Firma *Edgewave*. Der entscheidende Unterschied gegenüber
dem vorhergehenden Laser ist, dass er Pulse von minimal 6 ns Dauer erzeugen
kann (*Abb.4.1.2*). Dies wiederum führt nach *Gleichung 3.1.13* bei gleicher
mittlerer Leistung und Pulswiederholfrequenz zu höheren Pulsspitzen-

leistungen. Zur Fokussierung wurden zwei verschiedene Brennweiten eingesetzt, eine 56 mm F-Theta und eine 15 mm Asphere.

Laser und Kamera wurden extern durch eine Kontrolleinheit gesteuert. Dies ermöglichte es, dass Startdelay auf unter 50 ns zu verringern und Aufnahmen mit einer minimalen Delayschrittweite zu generieren (siehe Abschnitt 2.3).

Tabelle 4.2 Strahlprofil und Strahlparameter des IS4I-E.

Brennweite	Strahlprofil	Kenndaten
15 mm		<ul style="list-style-type: none"> • $M^2 = 2,16$ • $w_0 = 5,1 \mu\text{m}$ • $\theta = 172,8 \text{ mrad}$ • $\text{SPP} = 0,9$
56 mm		<ul style="list-style-type: none"> • $M^2 = 1,86$ • $w_0 = 15,4 \mu\text{m}$ • $\theta = 40,875 \text{ mrad}$ • $\text{SPP} = 0,6$

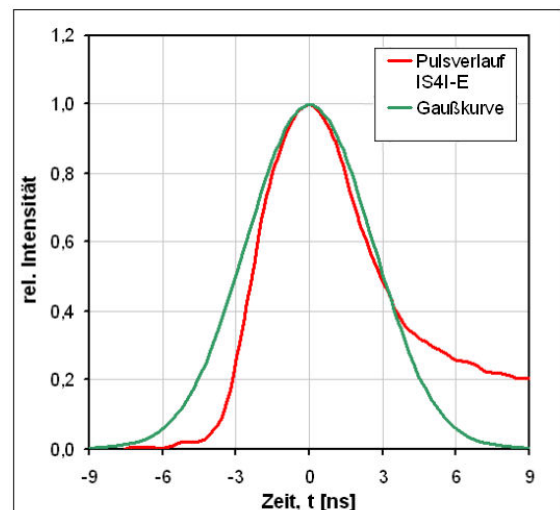
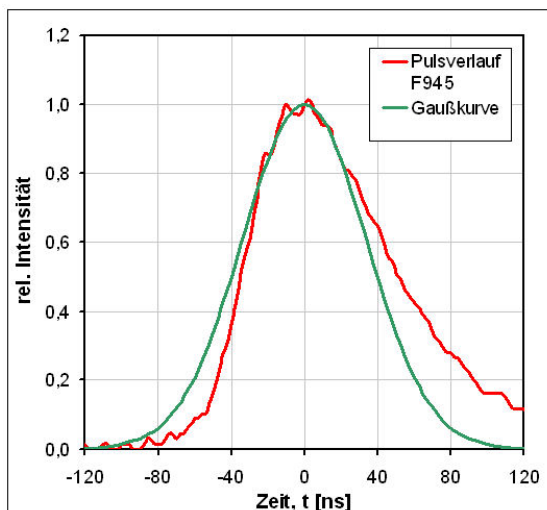


Abb. 4.1.2 zeitlicher Pulsverlauf, Laser F945 (links) und IS4I-E (rechts)

Kameraobjektiv

Da die zu untersuchenden Objekte, Abmessungen im Mikro- bis Millimeterbereich haben, wurde das Objektiv QM1 in Kombination mit einer Barlowlinse 2.0x verwendet. Die Belichtungszeit wurde jeweils, bei konstanter Verstärkung (95%, *normal Gain*) an die Helligkeit des Eingangssignal angepasst, so dass die Verwendung von Graufiltern nicht notwendig war. Erstaunlicher Weise hatten längere Belichtungszeiten ($<100\text{ ns}$) keinen negativen Einfluss auf die Bildschärfe, obwohl sich die Abbildung der Objekte auf dem Sensor (2/3" CCD Chip) mit einer Geschwindigkeit von bis zu $3\frac{\text{mm}}{100\text{ns}}$ veränderten.

4.1.2. Vorbetrachtung

Für alle Aufnahmen wurde der *Single Trigger Mode* gewählt, da mit diesem die kleinst möglichen Delays eingestellt werden konnten. Dies ermöglichte eine lückenlose Dokumentation der laserinduzierten Plasmen. *Abbildung 4.1.2* stellt die Vorgehensweise schematisch dar.

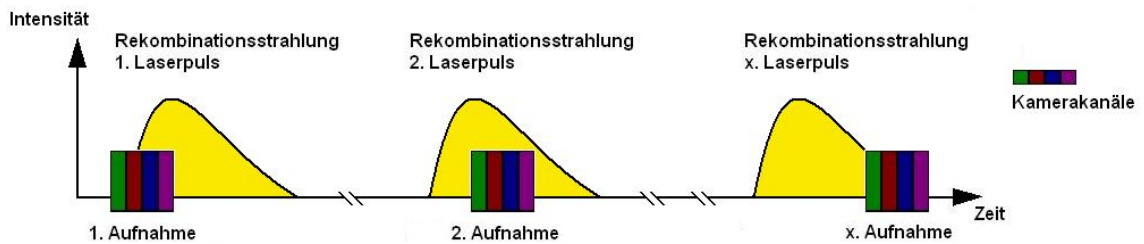


Abb.4.1.2 Schema der Visualisierung, Aufnahmemethode orientiert sich an der Stroboskopie

Dabei werden genau so viele Laserpulse generiert und aufgenommen, wie nötig sind, um den gewünschten Zeitbereich vollständig zu detektieren.

Die zeitliche Positionierung der Aufnahmen erfolgt durch die frei wählbaren Verzögerungszeiten der einzelnen Kamerakanäle mit Hilfe der Software. Um Modifikationen der Oberfläche für Folgeaufnahmen zu vermeiden, wurde das Target nach jedem Laserpuls unter der Fokussieroptik neu positioniert

Grundvoraussetzung für diese Vorgehensweise war die Reproduzierbarkeit stabiler Laserpulse. Wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt wurde, koppelt der Laser F945 die Pulse mit einer nahezu konstanten zeitlichen Verzögerung zum Triggersignal aus. Weiterhin gibt der Hersteller eine Leistungsstabilität von $\pm 5\%$ im gepulsten Betrieb an. In *Abbildung 4.1.3* sind die Aufnahmen von drei laserinduzierten Plasmen (Einzelpuls) bei konstanten Kamera- und Laserparametern abgebildet.

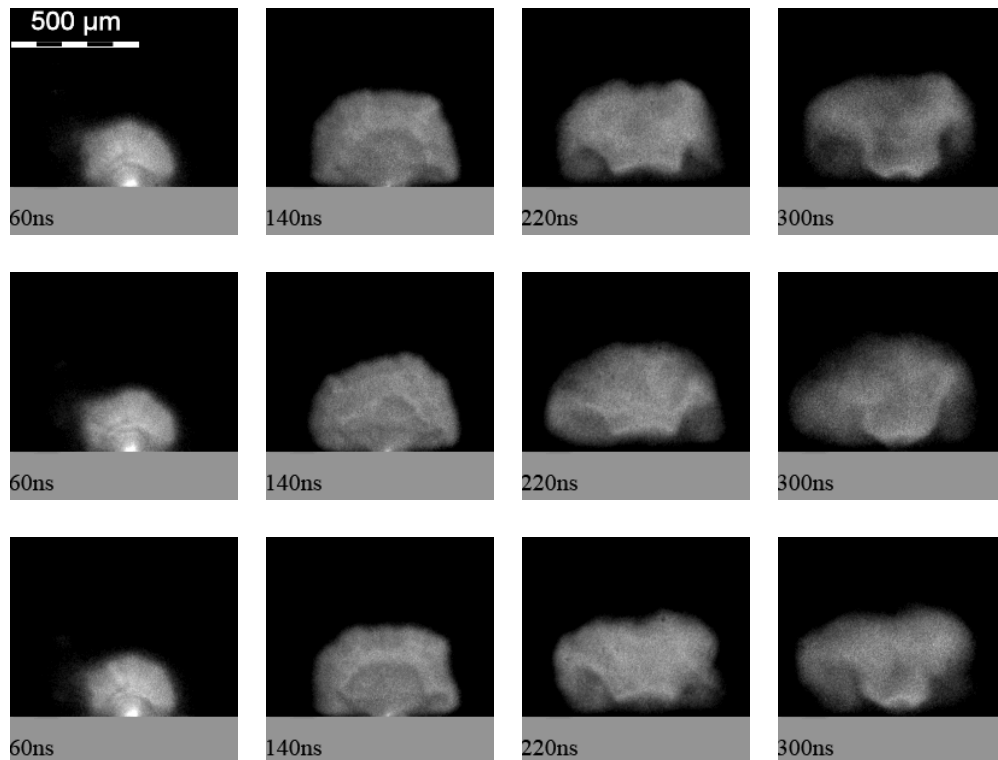


Abb.4.1.3 seitliche Aufnahme von drei verschiedener laserinduzierter Plasmen, bei konstanten Laser- und Kameraparametern (F945, Belichtungszeit 30 ns, Delayzeiten sind angegeben)

Es zeigte sich, dass mit dem F945 die laserinduzierten Plasmen reproduziert werden konnten. Ähnliche Ergebnisse wurden mit dem IS4I-E erzielt. Somit können weitere Untersuchungen nach dem in *Abbildung 4.1.2* gezeigten Schema durchgeführt werden.

Im Folgenden, wurde der Einfluss der Parameter Laserintensität, Materialdichte, sowie der des Targetmaterials untersucht. Die Wechselwirkung von Laserpulsen auf Materialien verschiedener Dichte ist besonders für das Lasermikrosintern von Interesse. Da bei diesem Verfahren vorwiegend Pulver eingesetzt werden.

4.1.3. Variation der Laserstrahlintensität

Versuchteil A – Variation der Laserintensität unter Verwendung unterschiedlicher Fokussieroptiken

Laserparameter <i>F945</i> :			
Pulsdauer	80 ns		
Pulsspitzenleistung	23,5 kW		
Fokussieroptik	256 mm	101 mm	56 mm
Strahlradius im Fokus	50,4 μm	19,7 μm	11,8 μm
max. Laserintensität im Fokus	0,6 GW/cm ²	3,8 GW/cm ²	10,7 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Triggermodus*	Single Trigger
Ansteuerung*	Extern
Channel	1, 2, 3, 4
Belichtungszeit	30 ns
MCP- Verstärkung*	95 %
Phosphor Decay*	1 ms
Pixelbinning*	x1 / y1
ROI*	0-1279 / 0- 1023
Loops*	1
analoge Verstärkung*	normal

*sind bei allen folgenden Versuchen konstant und werden daher nicht mehr mit aufgeführt

Materialproben*
Edelstahlblech, 1mm dick

*werden mit Ausnahme 4.1.2 Versuchsteil C immer verwendet

Durch die Variation der Laserintensität unter Verwendung unterschiedlicher Fokussieroptiken konnte sichergestellt werden, dass das Strahlprofil im Fokus näherungsweise durch ein Gaußprofil beschrieben werden kann.

In den *Abbildungen 4.1.4 bis 4.1.6* ist der zeitliche Plasmaverlauf in Abhängigkeit der Laserintensitäten dargestellt. Als Nullpunkt Φ_0 wurde der Zeitpunkt definiert, an dem sich eine Wirkung des Laserstrahls auf der Probe (*Abb.4.1.3*) zeigte. Weiterhin soll eine Momentaufnahme, die das Plasma zum Zeitpunkt $\Phi_t = \Phi_0 + t$ darstellt, vorausgesetzt werden. Die Tatsache, dass jede

Aufnahme über einen Zeitraum von 30 ns (Belichtungszeit) integriert wurde, wird daher vernachlässigt.

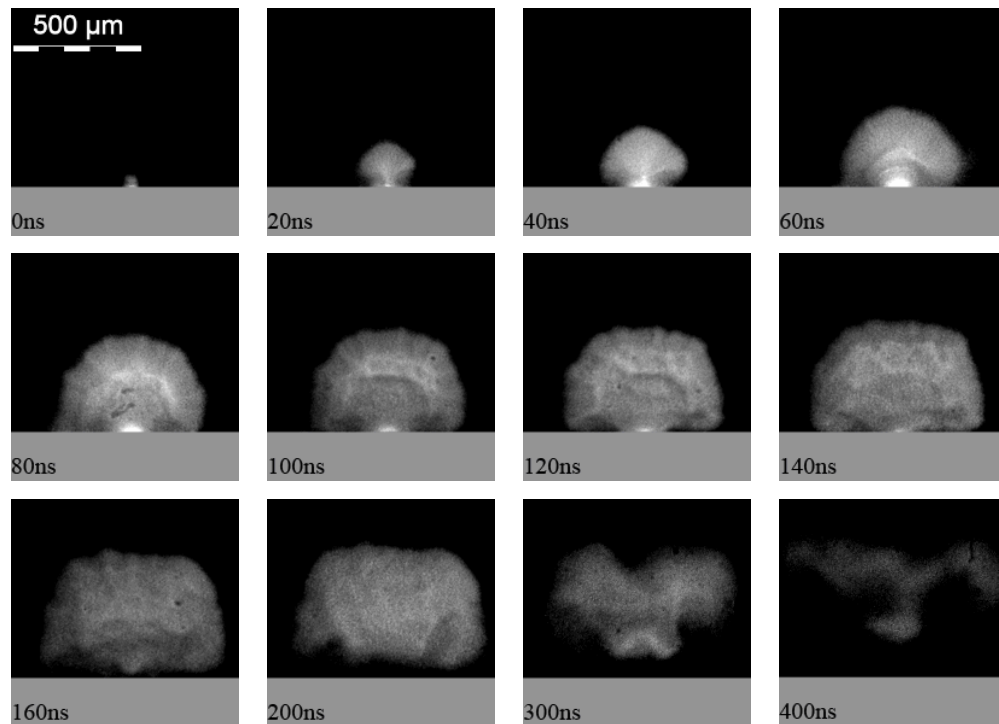


Abb.4.1.4 laserinduziertes Plasma mit 256 mm Brennweite

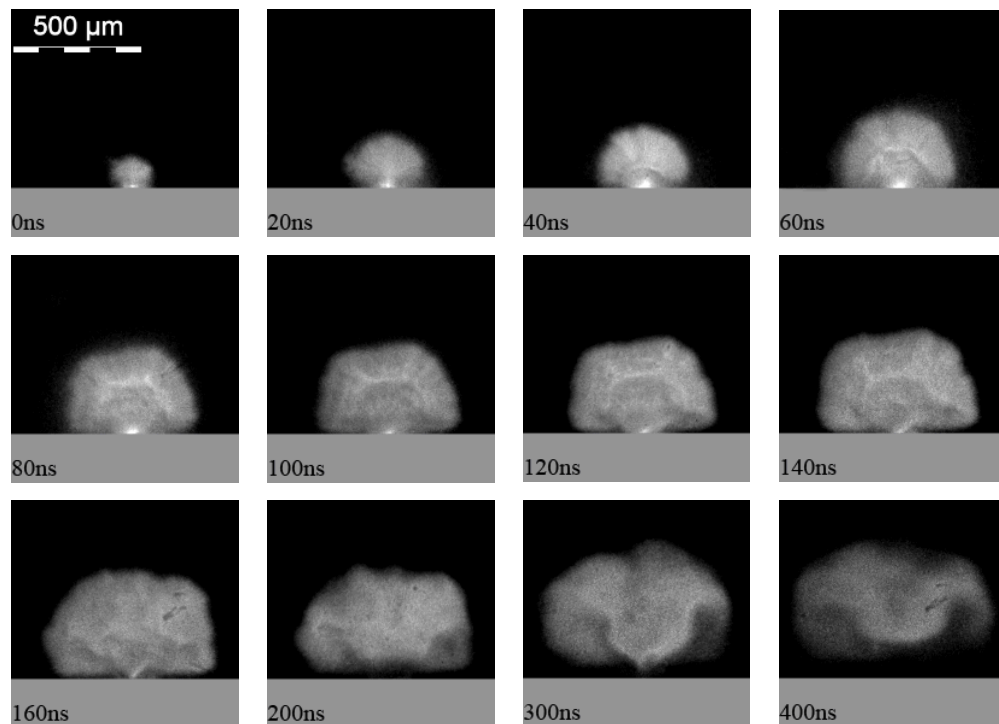


Abb.4.1.5 laserinduziertes Plasma mit 101 mm Brennweite

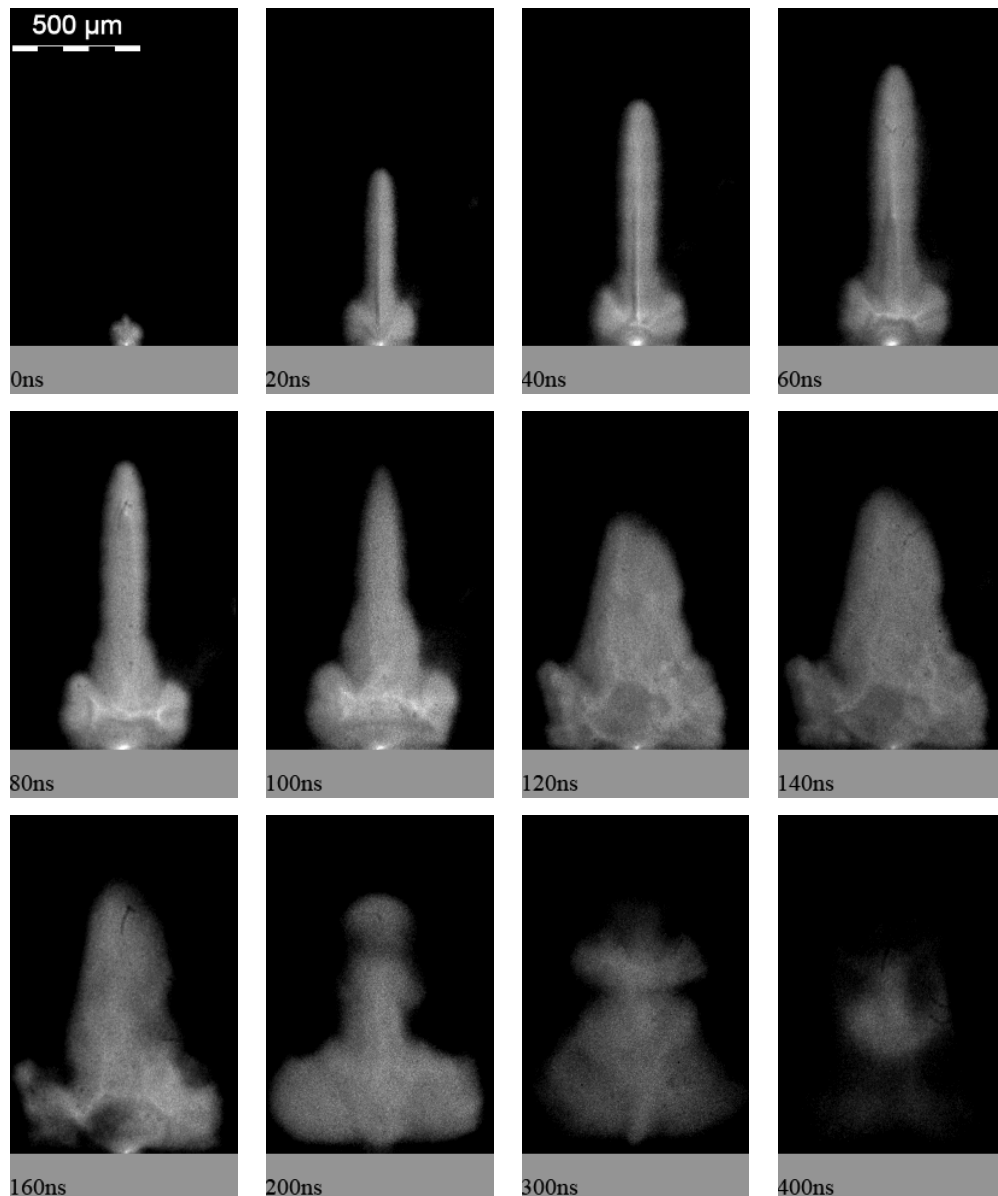


Abb.4.1.6 laserinduziertes Plasma mit 56 mm Brennweite

In den *Abbildungen 4.1.4 bis 4.1.5* zeigen sich eine von der Laserintensität unabhängige sphärische Plasmaform. Bei höheren Intensitäten, im Bereich von 10 GW/cm^2 , bildet sich aus dieser sphärischen Grundform, ein Plasmakanal entgegen der Strahlpropagation aus. Als mögliche Ursache für diesen Effekt wurde in Abschnitt 3.4 die Theorie einer ponderomotive Kraft beschrieben, wodurch sich eine zylinderförmige Raumladungswolke im Bereich der Laserstrahlung ausbildet.

Da sich der detektierbare Spektralbereich der Kamera auf 280 nm bis 1000 nm beschränkt, wird die verwendete Laserstrahlung nicht registriert. Somit ist davon auszugehen, dass am Ort größter Helligkeit, absorbierte Strahlanteile in thermische Energie umgewandelt werden und thermische Strahlung emittiert

wird. Mit steigender Materialtemperatur, verschiebt sich, laut dem *Wiensche Verschiebungsgesetz*, die Lage der Maxima der spektralen Strahldichte zu kleineren Wellenlängen. Da die Photokathode (S20) des Bildverstärkers bei kleineren Wellenlängen eine höhere Quantenausbeute liefert (Abb.2.2.4), korreliert der Helligkeitsverlauf in diesem Punkt mit der Temperatur.

In allen drei Fällen zeigt sich, dass das Plasma mit der Materialoberfläche bis Φ_{160} in Kontakt ist. Ab diesem Zeitpunkt liefert der Laserstrahl kaum noch Energie und die Verdampfungs- und Ionisationsvorgänge kommen zum Erliegen.

In den Folgenden beiden Diagrammen ist die Ausdehnung in Abhängigkeit der Zeit angetragen.

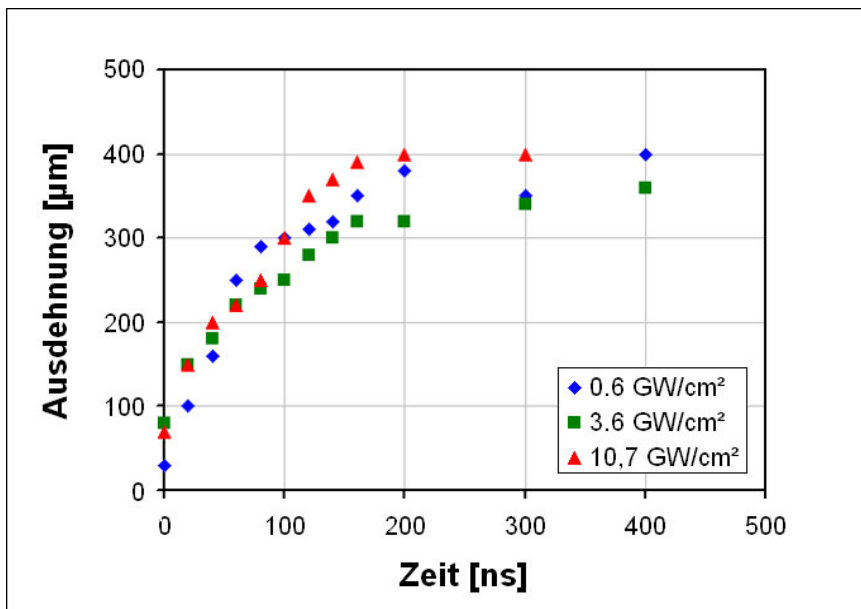


Abb.4.1.7 Ausdehnung des Plasmas parallel zur Materialoberfläche

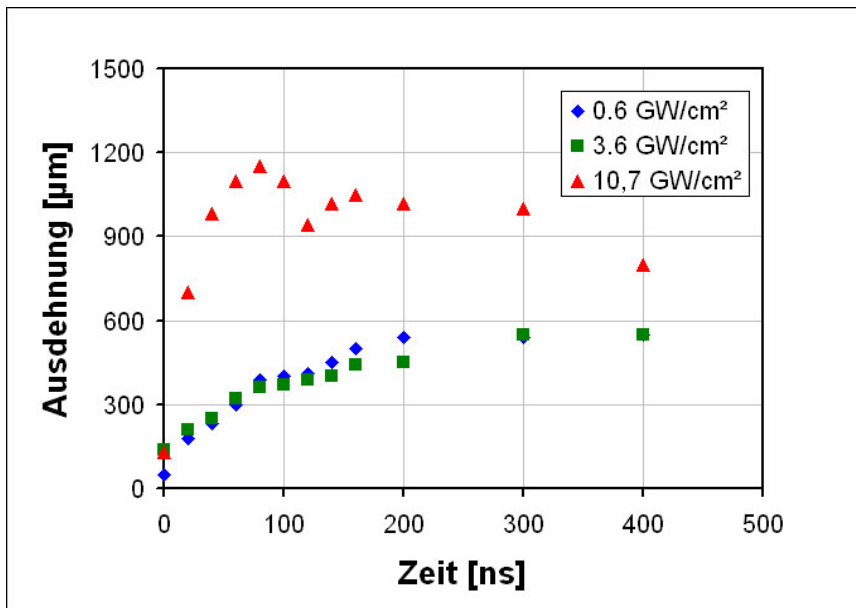


Abb. 4.1.8 Ausdehnung des Plasmas entgegen der Laserstrahlung

Wie in den Abbildungen 4.1.4 bis 4.1.6 bereits zu erkennen war, ist die Plasmaausdehnung parallel zur Materialoberfläche, nahezu unabhängig von der Leistungsdichte. Ebenso in Richtung entgegen der Laserstrahlpropagation, unterhalb einer kritischen Intensität ($3,8 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2} < I_k < 10,7 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$). Mit Bildung des Plasmakanals ändert sich die Plasmadynamik und Ausbreitungsgeschwindigkeiten von bis zu $36000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ werden erreicht.

Mit zunehmender Entfernung der angeregten Teilchen und Ionen vom Strahlfokus, sinkt ihre kinetische Energie infolge zahlreicher Zusammenstöße. Nach ca. Φ_{200} beginnen die Rekombinationsprozesse immer stärker zu überwiegen und die Dichte freier Ladungsträger nimmt exponentiell ab. Unter Verwendung der maximalen Bildverstärkung (100% gain, gain +6 db, pixelbinning), konnte ein schwaches Plasma bis in den Bereich einiger Mikrosekunden detektiert werden.

Bei den inneren, meist sphärischen Strukturen, die sich im Zeitbereich $\Phi_{20} < t < \Phi_{40}$ bilden, könnte es sich um Druckwellen handeln. Nähere Untersuchungen zu laserinduzierten Druckwellen in Abschnitt 4.3, sollen darüber Aufschluss geben.

Versuchteil B – Variation der Laserintensität durch Defokussierung

Laserparameter <i>IS4I-E</i> :	
Pulsdauer	6 ns
Pulsspitzenleistung	470 kW
Fokussieroptik	56 mm
Strahlradius im Fokus	15,4 μm
max. Laserintensität im Fokus	126,1 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1
Belichtungszeit	3 ns
fixer Zeitpunkt	$\Phi_0 + 4 \text{ ns}$

In diesem Abschnitt wurde der Einfluss der Fokusslage auf die sich ausbildende Plasmaform untersucht. Aus technischen Gründen wurden die Aufnahmen in diesem Versuchsteil, als auch in Abschnitt 4.1.5 mit nur einem Kamerakanal gemacht. Zusätzlich wurde das Schaltsignal dieses Kanals relativ zum Prozess mit einem Oszilloskop kontrolliert.

Die wesentlichen Ergebnisse sind in *Abbildung 4.1.9* grafisch dargestellt. Die abgebildete Intensitätsverteilung ist die eines Gaußstrahls, unberücksichtigt von Plasma- Laserstrahl- Wechselwirkungen und Strahlprofildeformierung außerhalb der Fokusslage. Alle Plasmabilder zeigen Aufnahmen im selben Stadium, Φ_4 . Des Weiteren sind die Auswirkungen von 10 Laserpulsen auf die Materialoberfläche für jede Fokusslage ebenfalls mit abgebildet. Eine Beeinflussung der Laserpulse untereinander durch laserinduzierte Plasmen, kann aufgrund von einer Pulswiederholfrequenz von 3 Hz ausgeschlossen werden.

Die angegebene Defokussierung (in z-Richtung) gibt die Fokusslage zur Materialoberfläche an, wobei positive Werte für einen Fokus oberhalb und negative für einen Fokus innerhalb des Materials stehen.

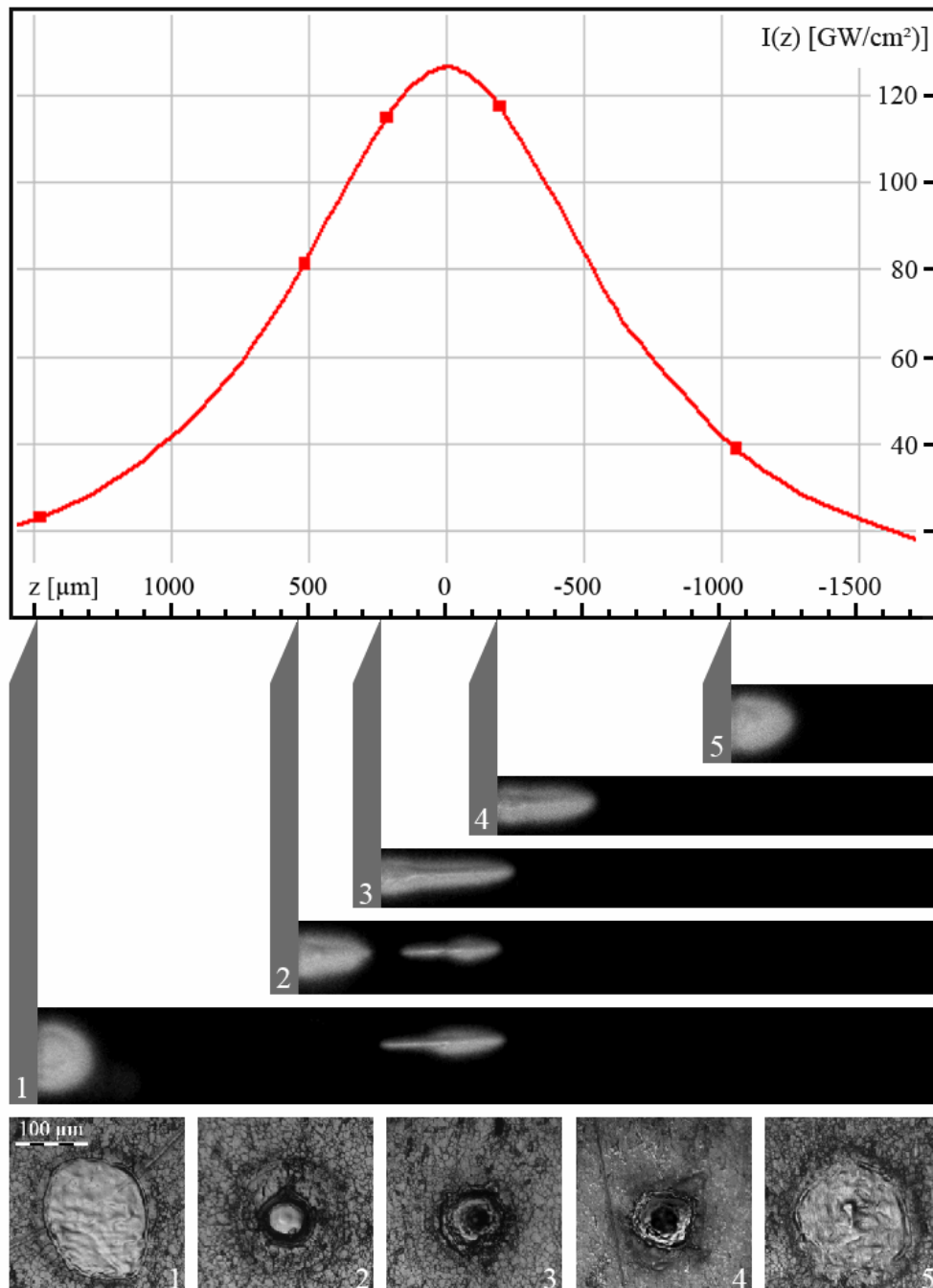


Abb.4.1.9 Intensitätsverteilung eines Gaußstrahls (oben), Plasmabildung (mitte) mit den dazugehörigen Materialmodifikationen nach 10 Pulsen (unten) in Abhängigkeit der Fokusslage

Es zeigte sich, dass das Plasma zunächst sphärisch ist und sich seine Form mit steigendem z zuspitzt (5). Nähert sich die Fokusslage der Materialoberfläche an, bildet sich, ähnlich wie im Versuchsteil A, ein Plasmakanal (4). Dieser wächst (3) bis auf eine maximale Länge und koppelt sich anschließend vom Plasma auf der Materialoberfläche ab (2). Bemerkenswert ist dabei, dass sich die Position des Plasmakanals nicht ändert und auf einen Bereich von $-\frac{2}{7}z_0 < z < \frac{2}{7}z_0$

($\approx 400 \mu\text{m}$) beschränkt ist. Verlagert sich die Fokusslage weiter von der Materialoberfläche weg, ähnelt die Form des Plasmas auf der Oberfläche wieder der einer Kugel (1). Ab einem gewissen Punkt bildet sich weder auf der Materialoberfläche noch im Fokus ein Plasma aus.

Im Vergleich zum Versuchsteil A, wurde die kritische Leistungsdichte I_k , die zum Ausbilden eines Plasmakanals nötig war, bei allen 5 Aufnahmen theoretisch überschritten. Dennoch zeigte sich dieses Phänomen nur in der Nähe der Fokusebene.

Eine mögliche Ursache könnten die unterschiedlich hohen Fluenz (Energiedichten) auf der Materialoberfläche sein (*Tabelle 4.3*).

Tabelle 4.3 erzeugte Laserfluenzen auf der Materialprobe.

Laser	Abbildung	Laserfluenz
FOBA F945	4.1.4	25 J/cm ²
	4.1.5	164 J/cm ²
	4.1.6	457 J/cm ²
Edgewave IS4I-E	4.1.9/ 1	123 J/cm ²
	4.1.9/ 2	373 J/cm ²
	4.1.9/ 3	368 J/cm ²
	4.1.9/ 4	259 J/cm ²
	4.1.9/ 5	74 J/cm ²

Allgemein gilt, dass mit steigenden Fluenzen der Materialabtrag zunimmt. Demzufolge bildet sich bei hohen Fluenzen ein dichter Materialdampf. Aufgrund der unterschiedlich hohen Ionisierungsenergien vom Materialdampf und dem umgebenden Gas ($E_i(\text{Fe}) = 7,87\text{eV}$, $E_i(\text{N}_2) = 14,534\text{eV}$)¹, ist es denkbar, dass sich ein Plasmakanal nur dann bildet, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind. Entweder ist die Laserstrahlintensität so hoch, dass die kinetische Energie der Elektronen ausreicht um Gasteilchen zu ionisieren (siehe Abschnitt 4.1.5), oder die Konzentration von leichter zu ionisierenden Teilchen, durch zum Beispiel einen höheren Materialabtrag, muss im Wirkungsbereich der Elektronen erhöht werden.

¹ erste Ionisierungsenergie nach [35]

4.1.4. Variation der Materialdichte

Laserparameter <i>F945</i> :	
Pulsdauer	80 ns
Pulsspitzenleistung	23,5 kW
Fokussieroptik	101 mm
Strahlradius im Fokus	19,7 μm
max. Laserintensität im Fokus	3,8 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1, 2, 3, 4
Belichtungszeit	30 ns

In diesen Versuchsteil wurden Molybdänproben verschiedener Materialdichte mit einem Laserpuls beschossen. Untersucht wurde ein loses Pulverbett mit ca. 17% der Dichte des Festmaterials, ein verdichtetes Pulver (ca. 30%), ein lasergesinteter Körper (ca. 97%) und ein Molybdänblech. Die Pulverdichten wurden anhand von Masse und Volumen berechnet.

Da die beiden Pulverproben eine inhomogene Oberfläche aufwiesen, variierte der Plasmaverlauf zwischen zwei Aufnahmen so stark, dass es nicht möglich war reproduzierbare Ergebnisse bei konstanten Laser und Kameraparametern zu erhalten. Somit konnten die Aufnahmen nicht nach Schema 4.1.2 realisiert werden. Aus diesem Grund zeigen die *Abbildungen 4.1.10 bis 4.1.13* einen groben Plasmaverlauf jeweils eines Pulses, welcher durch eine Aufnahme aller vier Kamerakanäle mit den absoluten Delayzeiten (Φ_{60} , Φ_{140} , Φ_{220} und Φ_{300}) gemacht wurde.

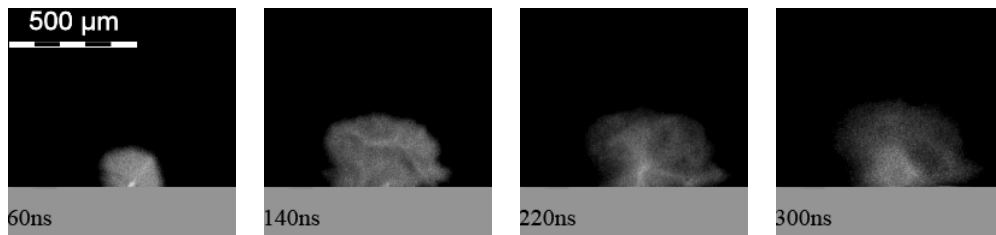


Abb.4.1.10 loses Molybdäntpulver, ca. 17 % der Festmaterialdichte

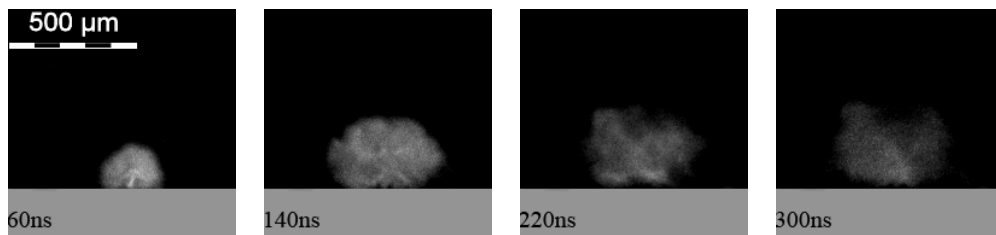


Abb.4.1.11 verdichtetes Molybdäntpulver, ca. 30 % der Festmaterialdichte

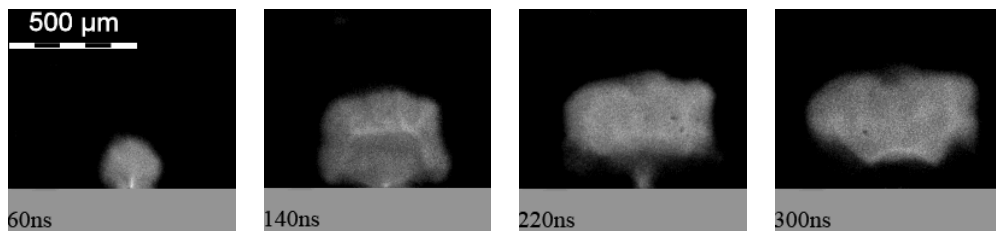


Abb.4.1.12 gesintertes Molybdäntarget, ca. 97 % der Festmaterialdichte

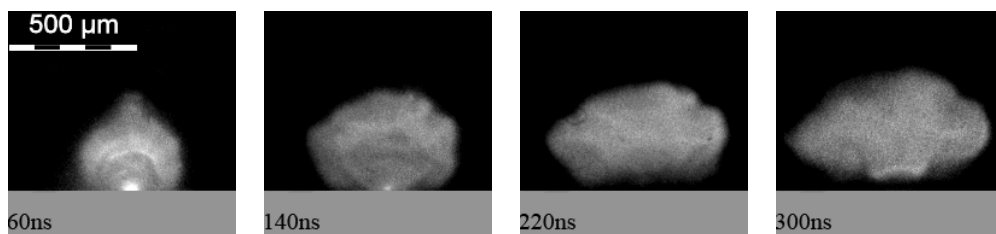
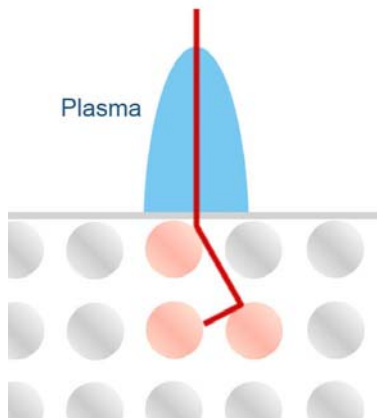


Abb.4.1.13 Molybdäntarget (100 %)

Während bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Festmaterial die gesamte eingekoppelte Energie innerhalb eines kleinen Volumens (optische Eindringtiefe bei kompakten Metallen ca. 10 nm [34]) deponiert wird, kann die Laserstrahlung in lose Strukturen (z.B. Pulver) deutlich tiefer eindringen (Abb.4.1.14).

Kompaktes Atomgitter



Pulverstruktur mit Fremdstoffen (z.B. Gas- oder Wassermoleküle)

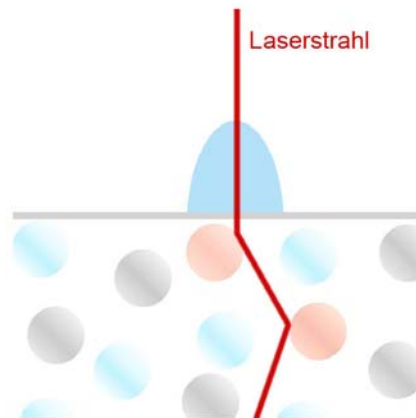


Abb.4.1.14 schematische Darstellung, Absorption am Festmaterial (links) und im Pulverbett (rechts)

Da deshalb direkt an der Oberfläche ein geringerer Strahlanteil absorbiert wird, ist auch das entstehende Plasma kleiner und von geringerer Dichte. Die gesinterte Probe zeigt im Bereich Φ_{60} ein ähnliches Verhalten, wie die beiden Pulverproben. Dennoch ist das Plasma im weiteren Verlauf, größer und dichter als diese und zeigt ähnliche Strukturen wie das Festmaterial.

4.1.5. Luftplasma

Laserparameter <i>IS4I-E</i> :	
Pulsdauer	6 ns
Pulsspitzenleistung	470 kW
Fokussieroptik	15 mm
Strahlradius im Fokus	5,1 μm
max. Laserintensität im Fokus	1150,4 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1
Belichtungszeit	3 ns

Wird durch starke Fokussierung eines Laserstrahls die kritische Intensität I_p^{opt} überschritten, kommt es zum optischen Durchbruch. Schlagartig werden Teilchen ionisiert und ein Plasma hoher Dichte bildet sich.

Aufgrund der kurzen Pulsdauern des IS4I-E, erreicht dieser hohe Pulsspitzenleistungen. In Kombination mit einer asphärischen Optik kurzer Brennweite (15 mm) konnte die kritische Intensität überschritten und ein Luftplasma im Fokus gezündet werden (*Abb.4.1.15*).

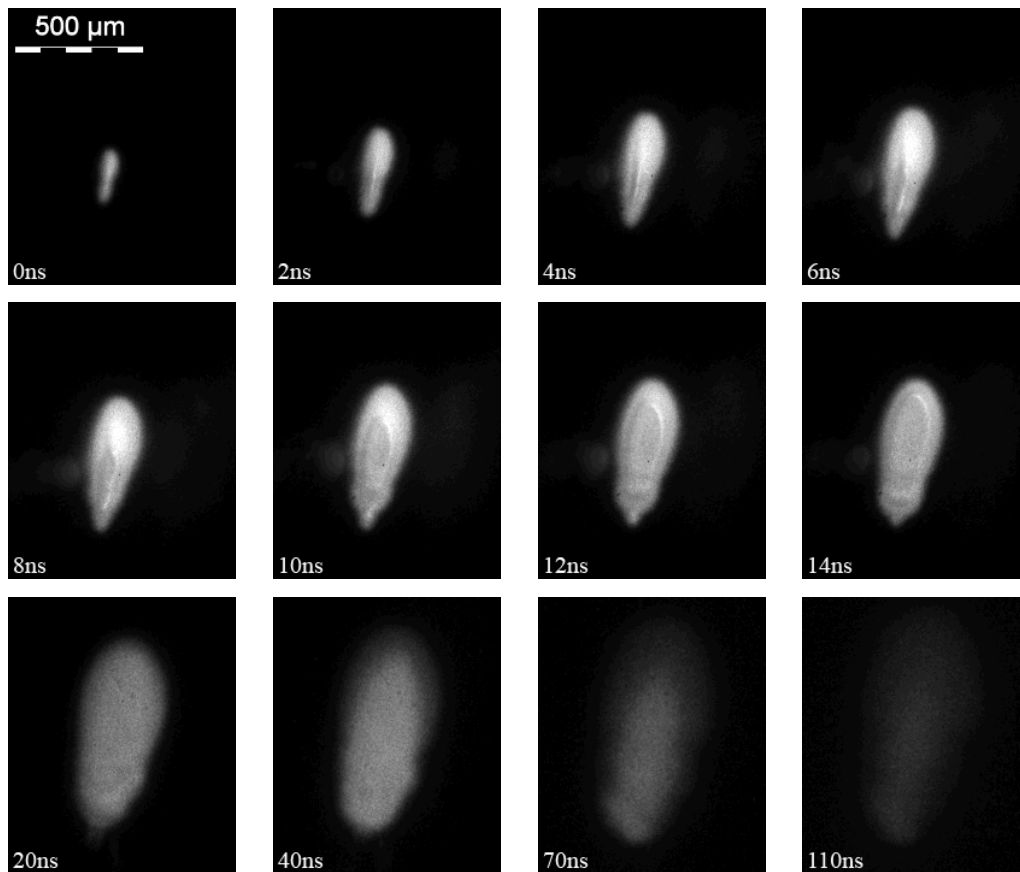


Abb. 4.1.15 laseinduziertes Luftplasma

Ausgehend vom Ort größter Laserstrahlintensität bildet sich im Fokusbereich ein Plasma. Ähnlich wie in den Aufnahmen 4.1.5 bildet sich ein Plasmakanal entlang der Strahlpropagation aus. Nach 6 ns verbreitert sich dieser Kanal und eine Struktur, ähnlich der in Abschnitt 4.1.2 bildet sich.

Unter der Annahme, dass die Helligkeit ein Maß für die in diesem Bereich deponierte Energie darstellt, zeigt sich der Effekt der Plasmaabschirmung. Durch Transformation der Farbpalette (Abb.4.1.16), konnte eine Falschfarbendarstellung erstellt werden, die diesen Sachverhalt besser verdeutlicht (Abb.4.1.17).



Abb. 4.1.16 12 Bit Aufnahmen wurden als Bitmap (8 Bit) gespeichert und auf 16 Farben reduziert (oben), mit anschließender Transformation der Farbpalette (unten)

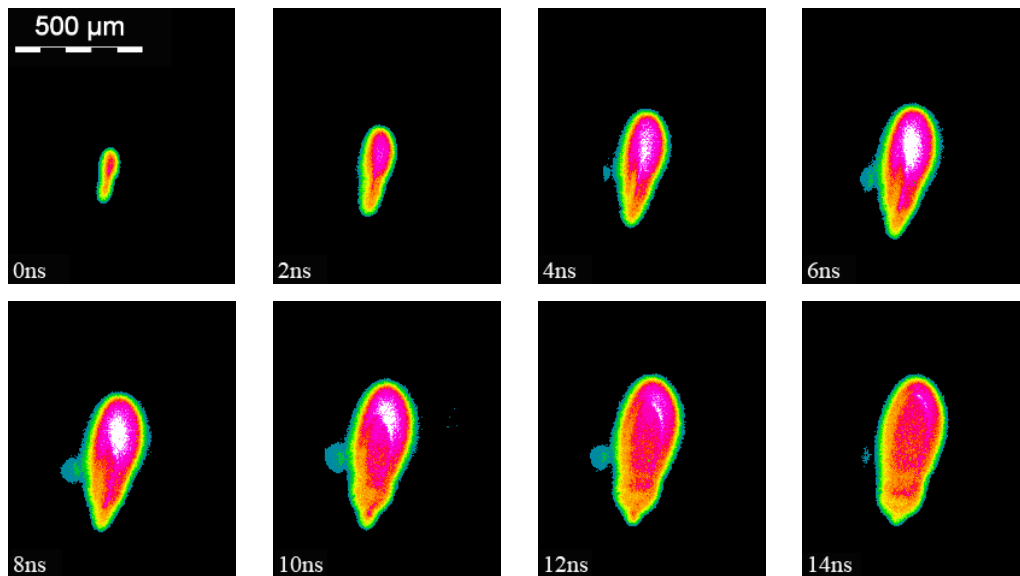


Abb.4.1.17 Falschfarbendarstellung der Aufnahmen

In *Abbildung 4.1.17* ist deutlich zu erkennen, dass sich oberhalb des Strahlfokus eine Zone hoher Absorption (hohe Dichte freier Elektronen) ausbildet, deren Größe zum Zeitpunkt Φ_6 maximal ist. Ein weiteres Indiz, welches diese Theorie stützt, ist die verbreiterte Plasmaform in Richtung Laserstrahl, wohingegen das Plasma unterhalb der Fokusslage in seinen Dimensionen geringer ist.

4.2. Materialmodifikation

4.2.1. Versuchsaufbau

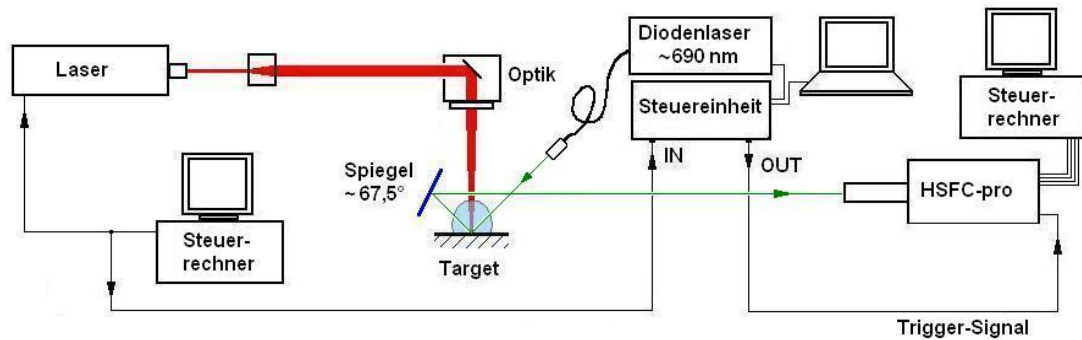


Abb.4.3.1 schematischer Aufbau zur Visualisierung von Materialmodifikationen während des Laserprozesses

Wie in *Abbildung 4.3.1* zu erkennen ist, wurde ein Beleuchtungslaser verwendet, um die Materialoberfläche inkohärent auszuleuchten. Dabei handelt es sich um einen gepulsten Diodenlaser, welcher unabhängig von der Pulsdauer (42 ns bis 10 μ s) eine konstante Pulsspitzenleistung von maximal 400 W liefert. Dieser wurde so positioniert, dass der Laserstrahl über Mehrfachreflektion entlang der optischen Achse der Kamera geführt wird (*Abb.4.3.1*). Die Beobachtung der Materialoberfläche erfolgte in einem 45° , so dass alle Aufnahmen parallel zur optischen Achse (Höhe) um den Faktor $\sqrt{2}$ verkürzt sind. Der in den Abbildungen angegebene Maßstab bezieht sich stets auf die Breite.

Erste Aufnahmen zeigten, dass die Bestrahlungsstärke des Beleuchtungslasers nicht ausreicht um das sich bildende Plasma zu überstrahlen (*Abb.4.3.2*).

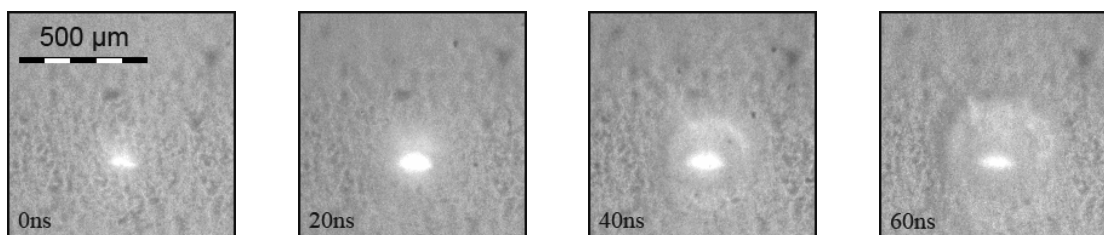


Abb.4.3.2 Aufnahmen mit je 30 ns Belichtungszeit, zusätzlich wurde, wie oben beschrieben die Materialoberfläche mit einem Diodenlaser inkohärent ausgeleuchtet

Um die Intensität des Plasmas zu verringern, wurde das detektierbare Spektrum mit einem schmalbandigen Filter, welcher passend auf den Beleuchtungslaser abgestimmt war, reduziert (*Tabelle 4.4*). Wie die folgenden Aufnahmen zeigen, war diese Kombination ausreichend um das Plasma auszublenden.

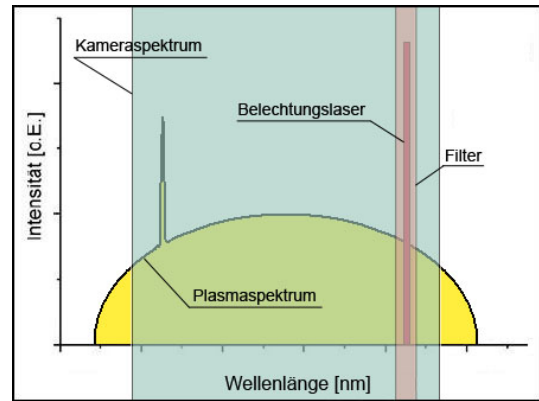


Abb.4.3.3 Schema zum Ausblenden des Plasma

Tabelle 4.4 spektrale Kenndaten von Beleuchtungslaser und Filter.

	CWL*	FWHM**
Diodenlaser <i>CAVILUX Smart</i>	688 ±1 nm	2,36 nm
Bandpassfilter	688 nm	14 nm

*Central Wavelength

**Full Width at Half Maximum

Im Folgenden soll die Auswirkung von gepulster, als auch kontinuierlicher Laserstrahlung während des Laserprozess auf die Materialoberfläche aufgenommen werden.

4.2.2. Gepulste Laserstrahlung

Laserparameter <i>F945</i> :	
Pulsdauer	80 ns
Pulsspitzenleistung	23,5 kW
Pulswiederholfrequenz	1 kHz
Fokussieroptik	256 mm
max. Laserintensität im Fokus	0,6 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1, 2, 3, 4
Belichtungszeit	30 ns

Die ersten sieben Aufnahmen von *Abbildung 4.3.4* zeigen Materialmodifikationen des ersten Laserpulses zu den jeweils angegebenen Zeiten. Bei einer Pulswiederholfrequenz von 1 kHz werden Pulse im Abstand von 1 ms emittiert, so dass die letzten fünf Aufnahmen jeweils den 5ten, 10ten, 20ten und 40ten Puls zeigen.

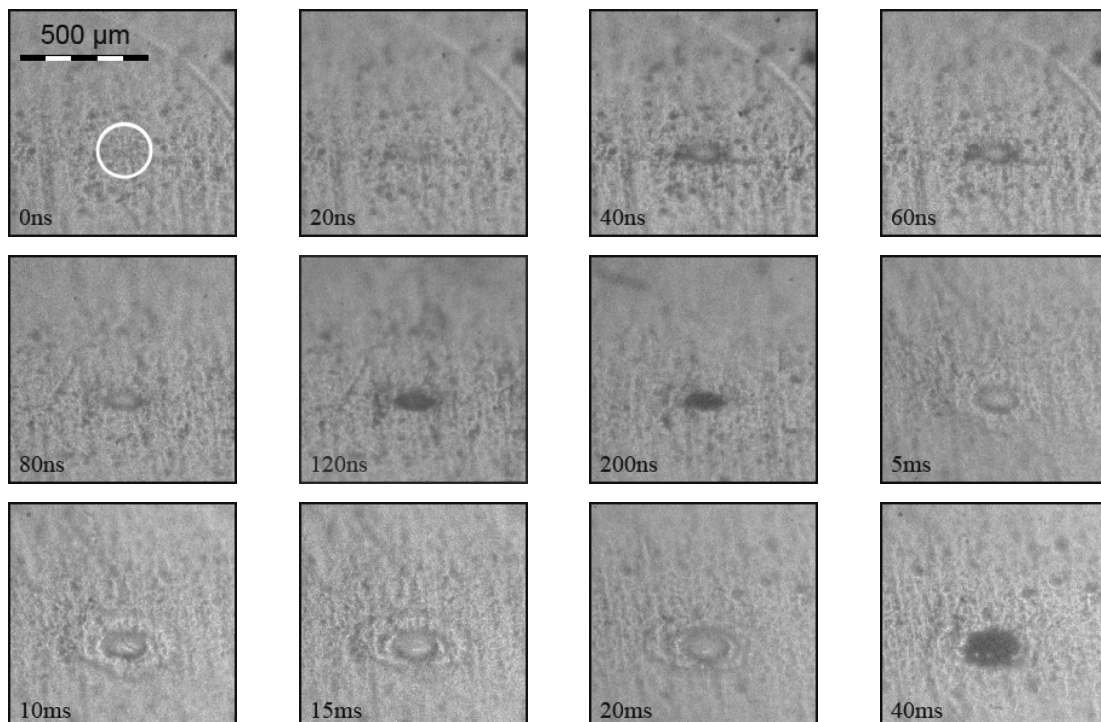


Abb.4.3.4 Materialmodifikationen von gepulster Laserstrahlung, mit einer Pulswiederholfrequenz von 1 kHz

Bei den in *Abbildung 4.3.4* sichtbaren Ringen, um die Bearbeitungsstelle, handelt es sich um Anlassfarben infolge der Materialbearbeitung.

4.2.3. Kontinuierliche Laserstrahlung

Laserparameter <i>F945</i> :	
Betriebsart	kontinuierlich (cw)
Laserleistung	60 W, Multimode
Fokussieroptik	256 mm
Laserintensität im Fokus	>100 kW/cm ²
Streckenenergie	20 J/mm

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1, 2, 3, 4
Belichtungszeit	100 ns

Während in Abschnitt 4.3.2 vor allem die Laserablation beobachtet werden sollte, galt es nun das Werkstück aufzuschmelzen. Dafür ist es notwendig geringere Laserstrahlintensitäten und längere Pulsdauern bzw. kontinuierliche Laserstrahlung zu verwenden.

Neben der Schmelzbaddynamik sollte das Einstichverhalten dokumentiert werden. Es zeigte sich das der Laser nach dem Programmstart zunächst einen Puls hoher Energie emittiert (*first puls*). Anschließend steigt die Laserleistung rampenförmig auf ihren Maximalwert. In *Abbildung 4.3.5* ist der Prozessablauf dargestellt.

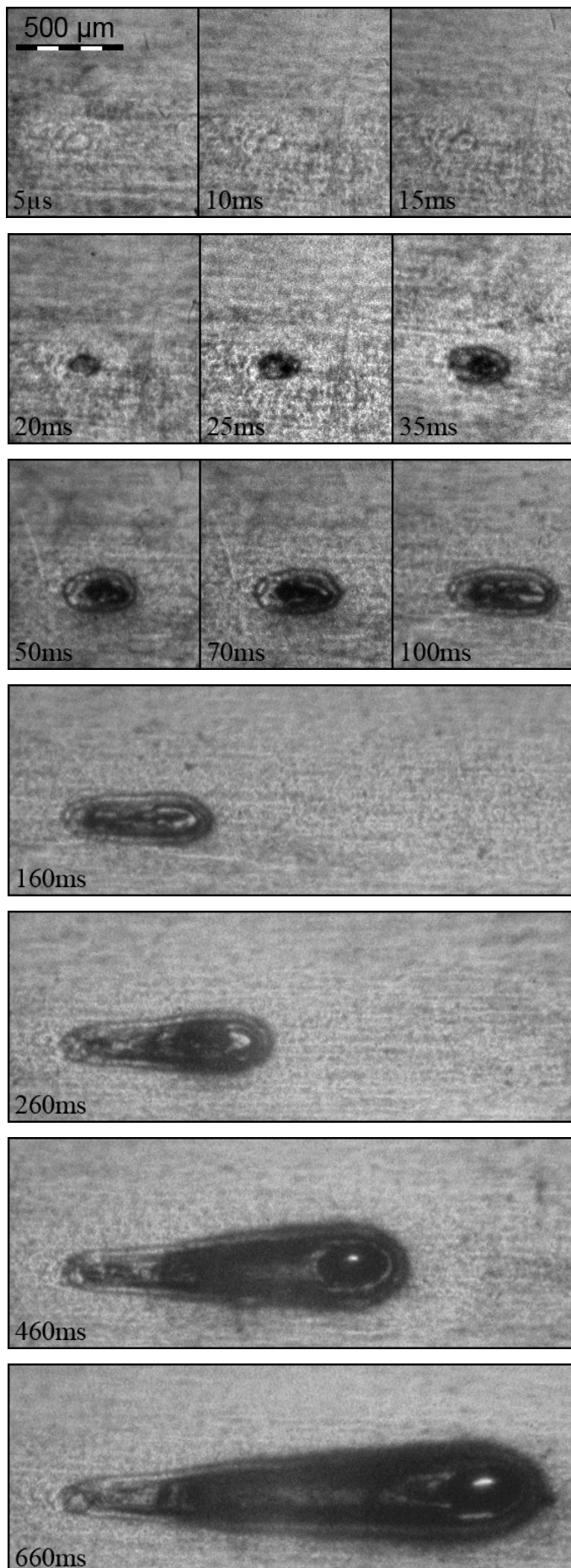


Abb.4.3.5 Einstichverhalten
und Schmelzdynamik,
60W-cw Multitmode, 1mm/s
Vorschub-geschwindigkeit,
1mm dickes Edelstahlblech

4.2.4. Beurteilung der Ergebnisse

Mit dem Versuchsaufbau, welcher in Abschnitt 4.3.1 vorgestellt wurde, in Kombination mit dem verwendeten Laser, konnten prinzipiell die Wechselwirkung zwischen dem Laserstrahl und dem Material beobachtet werden. Allerdings sind die Resultate in Abschnitt 4.3.2, aufgrund des 45° Beobachtungswinkel und des relativ kleinen Abbildungsmaßstab des Kameraobjektivs (3,44:1), von nur geringer Aussagekraft. Durch eine Variation des Aufbaus, bei der ein halbtransparenter Spiegel in der Strahlachse des Lasers und unter einem 45° Winkel zur Bearbeitungsstelle positioniert ist, könnte die Qualität der Aufnahmen bereits gesteigert werden. Eine entscheidende Verbesserung ist allerdings nur durch einen größeren Abbildungsmaßstab zu erwarten.

Aufgrund der für das Laserschweißen relativ geringen Laserleistung, konnte in Abschnitt 4.3.3 nur ein geringes Schmelzvolumen beobachtet werden. Es zeigte sich, dass sich die Kamera für die Beobachtung von Schmelze nur bedingt eignet. Ihre Stärken liegen in der Beobachtung von Prozessen im Nano- bis Mikrosekundenbereich. Wohingegen sich die Schmelzdynamik von flüssigem Metall gut im Millisekundenbereich dokumentieren lässt. Eine Kamera mit 1000 fps ist für diese Aufgabe ausreichend um gute Ergebnisse liefern zu können.

4.3. Visualisierung von laserinduzierten Druckwellen

4.3.1. Versuchsaufbau

Die Visualisierung der Druckwellen wurde mit dem in Abschnitt 3.7.2 bereits diskutierten Aufbau (*Direct shadowgraph* mit parallelem Licht) realisiert. Eine schematische Darstellung des kompletten Aufbaus ist in *Abbildung 4.2.1* gegeben.

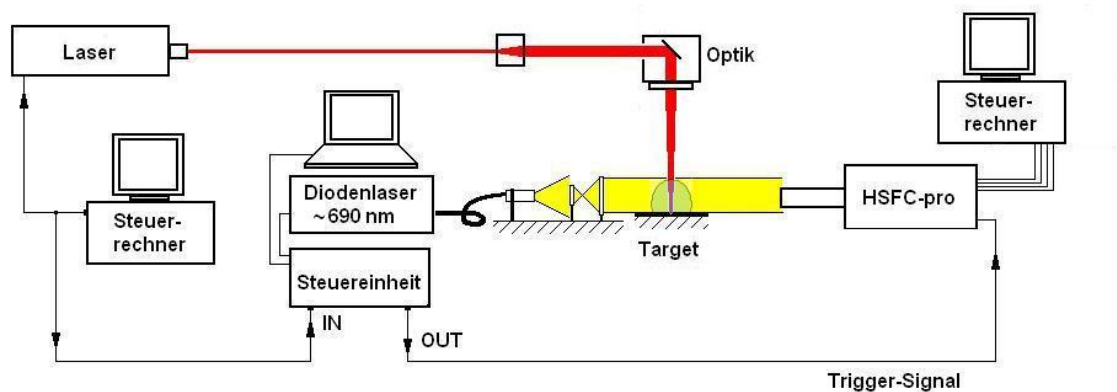


Abb.4.2.1 schematischer Versuchsaufbau zur Visualisierung von Druckwellen nach dem Schattenverfahren

Für die Beleuchtung kam der Diodenlaser *Cavilux Smart* zum Einsatz, dessen Strahlung durch ein Linsensystem kollimiert und entlang der optischen Achse der Kamera ausgerichtet wurde. Da sich die Strahlungsemission des Plasmas negativ auf die Empfindlichkeit der Aufnahmen auswirkte, wurde es, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, mit einem schmalbandigen Filter ausgeblendet. Mit Hilfe der digitalen Bildbearbeitung konnten die Plasmaaufnahmen im Nachgang eingefügt (*Abb.4.2.2*).

Für den zu untersuchenden Prozess wurde die Laser F945 verwendet. Im Gegensatz zu den vorhergehenden Versuchen wurde der Strahl vor der Fokussieroptik stärker aufgeweitet. Wodurch sich die Strahlintensität im Fokus, bei gleicher Brennweite um ca. den Faktor 3 erhöht.

4.3.2. Laserinduzierte Druckwellen

Laserparameter <i>F945</i> :			
Pulsdauer	80 ns		
Pulsspitzenleistung	23,5 kW		
Fokussieroptik	256 mm	101 mm	56 mm
Strahlradius im Fokus	28,8 μm	11,3 μm	6,7 μm
max. Laserintensität im Fokus	1,8 GW/cm ²	11,7 GW/cm ²	33,3 GW/cm ²

Softwareeinstellung <i>PCO.Camware hsfc pro</i> :	
Channel	1, 2, 3, 4
Belichtungszeit	30 ns

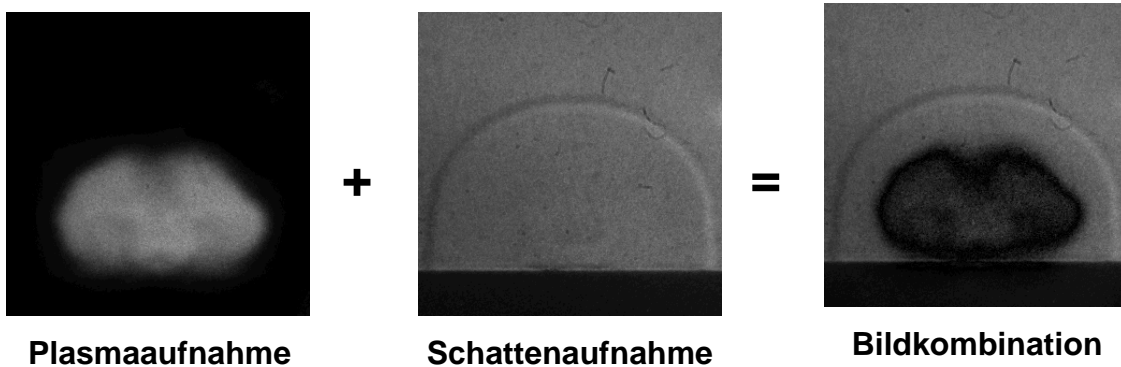


Abb.4.2.2 Kombination beider Aufnahmetechniken durch Grafiksoftware

Die Grundlagen und Ursachen der Druckwellenerzeugung infolge laserinduzierter Plasmen wurden unter 3.4.2 erläutert. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich diese in Abhängigkeit der Laserstrahlintensität über die Zeit verhalten (Abb.4.2.3). Die Aufnahmen wurden bei normalen Luftdruck $p_g = 1,013\text{bar}$ und $T_g = 293\text{K}$ Raumtemperatur gemacht.

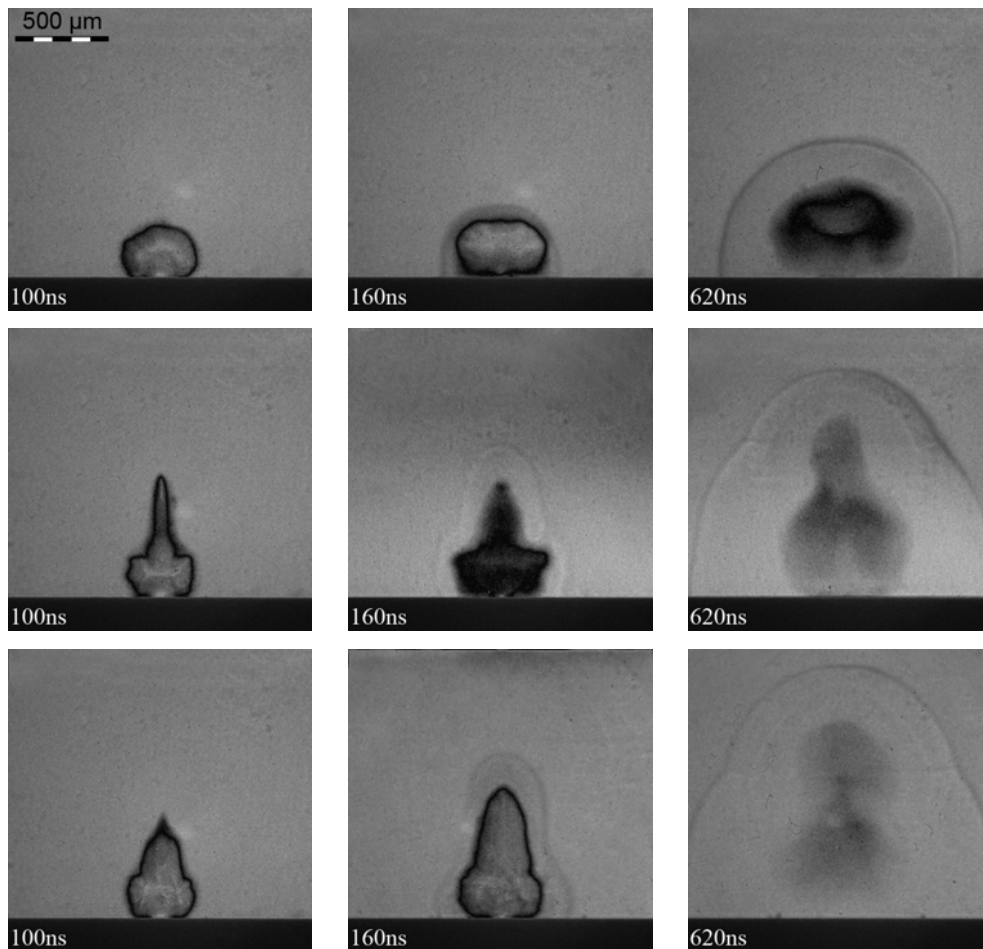


Abb.4.2.3 zeitlicher Verlauf: Plasma – Druckwelle; 1,8 GW/cm², 11,7 GW/cm² und 33,3 GW/cm² (v.o.n.u.)

Die Aufnahmen zeigen, dass sich die Ausbreitung der Druckwelle richtungsabhängig verhält und diese nach ca. 160 ns aus dem Bereich des Plasmas tritt. Die Form der Druckwelle korreliert dabei mit der des Plasmas.

Bereits in den Aufnahmen im Abschnitt 4.1 zeigte sich im Bereich $\phi_{20} < t < \phi_{40}$ die Entwicklung einer Struktur innerhalb des Plasmas, ausgehend vom Ort größter Laserstrahlabsorption. Die Form dieser Struktur korreliert mit der sich ausbildenden Druckwelle. Es ist davon auszugehen, dass es sich bei dieser Struktur um die Druckwelle im Anfangsstadium handelt. Die Abweichung von einer sphärischen Druckwelle bei größeren Intensitäten, lässt sich auf eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle im Plasmakanal zurückführen. In den beiden folgenden Diagrammen ist die Ausbreitung der Druckwelle in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Gemessen wurde ausgehend vom Strahlfokus, senkrecht (x-) und parallel (y-Richtung) zur optischen Achse des Lasers.

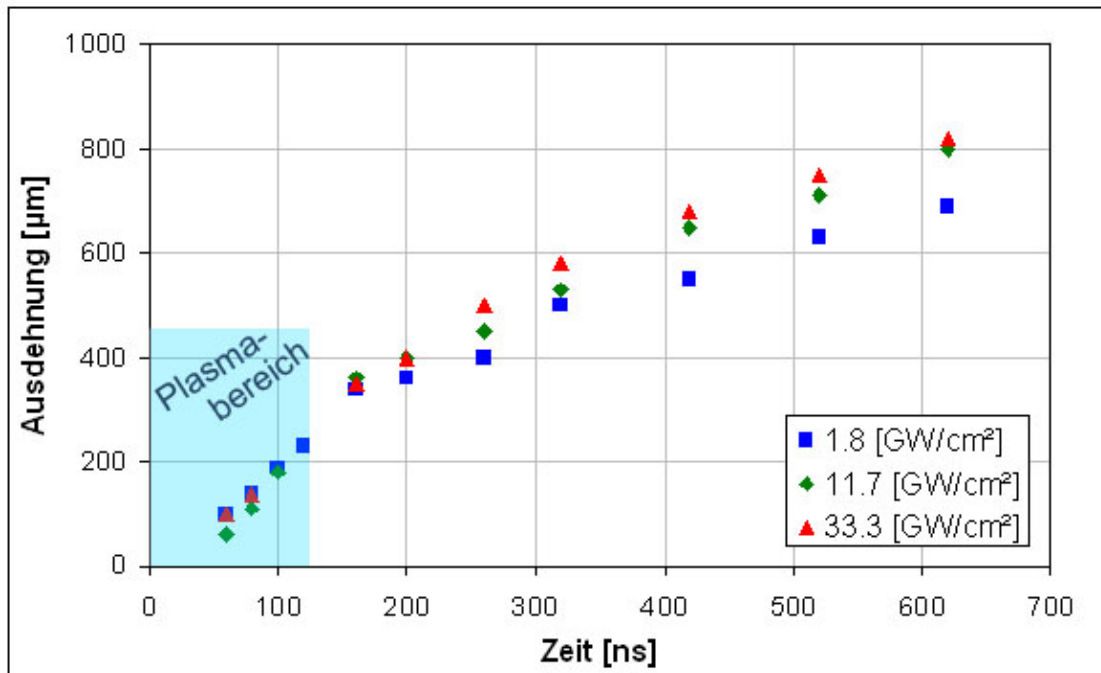


Abb. 4.2.4 Ausbreitung der Druckwelle in x- Richtung

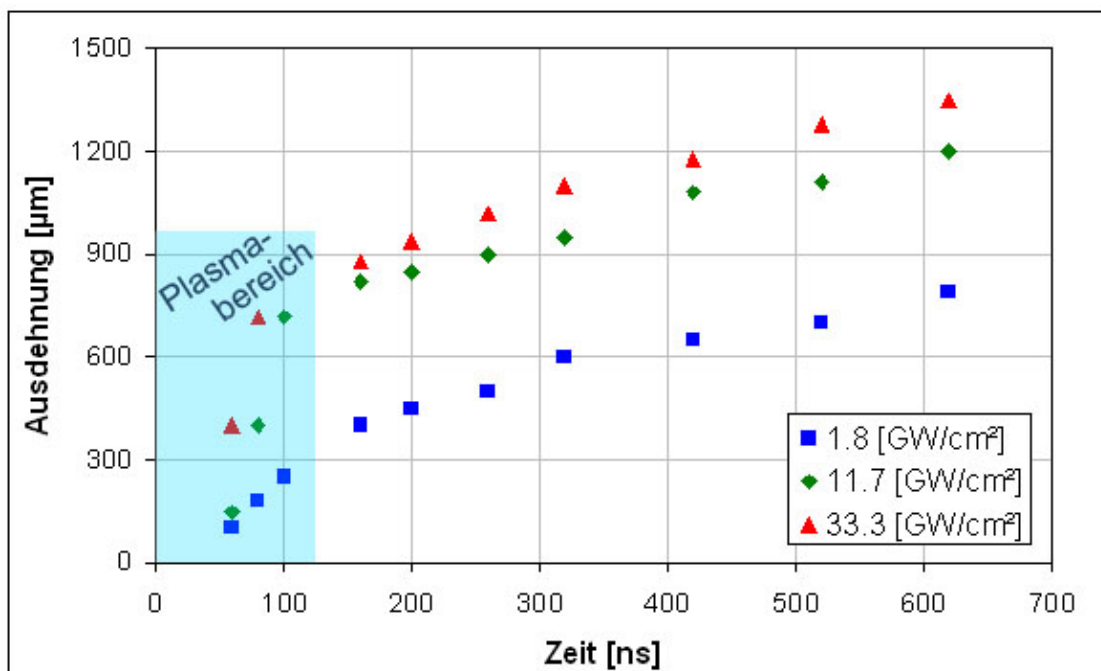


Abb. 4.2.5 Ausbreitung der Druckwelle in y- Richtung

Im Wesentlichen lassen sich die oberen Kurven in zwei lineare Bereiche einteilen, innerhalb und außerhalb des Plasmas.

Der Anstieg der Kurven entspricht der Ausbreitungsgeschwindigkeit, welche innerhalb des Plasmas um ein vielfaches höher ist. In *Tabelle 4.5* sind die Geschwindigkeiten, abhängig von der maximalen Strahlintensität und der jeweiligen Bereiche aufgelistet.

Tabelle 4.5 Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_x und v_y der Druckwellen, innerhalb und außerhalb der Plasmazone.

Bereich	Intensität, I_{\max} [GW/cm ²]	Geschwindigkeit [m/s]	
		v_x	v_y
Plasma	1,8	2400	3350
	11,7	3040	14250
	33,3	2540	16000
Umgebungsluft	1,8	790	820
	11,7	970	840
	33,3	1020	1010

Nach *Gleichung 3.5.1* gilt für Druckwellen die Beziehung

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot R^3 \cdot \rho_g \cdot \dot{R} \right) = 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (p - p_g).$$

Da es sich allerdings um keine idealen sphärischen Druckwellen handelt, stellen die ermittelten Drücke auch nur eine Näherung dar.

Unter Verwendung der oben getroffenen Annahme von linearen Bereichen ergibt sich der Druck p zu

$$p = \dot{R}^2 \cdot \rho_g + p_g.$$

Demnach errechnet sich der maximale Druck, der unmittelbar auf die Probe wirkt, aus der maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle \dot{R} , welche innerhalb des Plasmabereiches entgegen der Laserstrahlrichtung ermittelt wurde (*Tabelle 4.5*).

Für die Dichte von Gasen ρ_g gilt die Näherung für trockene Luft

$$\rho_g = \frac{p_g}{R_g \cdot T}.$$

Die individuelle Gaskonstante R_g für trockene Luft beträgt $287,05 \frac{J}{kg \cdot K}$. Somit

ergibt sich für die Gasdichte

$$\rho_g = \frac{1,013 \text{ bar}}{287,05 \frac{J}{kg \cdot K} \cdot 293 K} = 1,204 \frac{kg}{m^3}.$$

Da sich der Druck proportional zur Ausbreitungsgeschwindigkeit verhält, steigt dieser ab einer gewissen Leistungsdichte bzw. Fluenz, mit der Entstehung eines Plasmakanals, schlagartig an. In *Tabelle 4.6* sind die ermittelten Geschwindigkeiten und errechneten Drücke in Abhängigkeit der Laserintensität dargestellt.

Tabelle 4.6 maximale Drücke auf der Materialoberfläche.

Intensität	max. Ausbreitungsgeschwindigkeit	max. Druck
1,8 GW/cm ²	3350 m/s	135 bar
11,7 GW/cm ²	14250 m/s	2445 bar
33,3 GW/cm ²	16000 m/s	3082 bar

Kapitel 5

Zusammenfassung

In der Diplomarbeit galt es, sich mit dem Aufbau und Funktionsweise der Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-pro* vertraut zu machen und diese im Einsatz zu erproben.

Im Kapitel 2 wurde zunächst ein umfassender Überblick über verschiedene analoge und elektronische Kamerateypen gegeben. Dabei zeigte sich, dass nur die Streackkameras, der *HSFC-pro* in Bezug auf das zeitliche Auflösungsvermögen überlegen sind. Allerdings wird bei diesen Kameras nur eine Raumrichtung in Abhängigkeit der Zeit detektiert.

Anschließend wurden die einzelnen Komponenten der Kamera vorgestellt, wobei das Hauptaugenmerk auf dem Aufbau des Bildverstärkers lag, der entscheidenden Komponente heutiger moderner Hochgeschwindigkeitskameras. Im Abschnitt *Software* wurde neben technischen Daten, die Handhabung der Kamera erläutert. Es zeigte sich, dass Prozesse die im Nanosekundenbereich (<500 ns) statt finden, die Kamera nur im *Single Trigger Mode* betrieben werden kann, um Diese vollständig zu dokumentieren. Des Weiteren ist bei solch kurzen Prozessen die Kameraansteuerung von entscheidender Bedeutung. Besonders, weil die Zeitauflösung der Kamera mit steigender Delaygröße abnimmt. Als optimal stellte sich heraus, wenn eine externe Kontrolleinheit die Ansteuerung von Prozess und Kamera übernimmt und diese zeitlich aufeinander abstimmt.

Für die Beobachtung von laserinduzierten Plasmen wurden verschiedene Kameraobjektive in Kombination mit der *HSFC-pro* getestet. Letztendlich erreichte nur das Spiegelteleskop QM1 den nötigen Abbildungsmaßstab, um

die geringen Strukturen laserinduzierter Plasmen auflösen zu können. Mit Hilfe einer zusätzlichen Barlowlinse konnten noch bessere Ergebnisse erzielt werden. Der Nachteil dieser Kombination ist, dass relativ wenig Licht in das System gelangt und trotz hoher Verstärkung die Belichtungszeit erhöht werden muss. Dennoch konnte bislang keine Minderung der Bildqualität, infolge von Bewegungsunschärfe beobachtet werden.

Das Kapitel 3 gibt einen Einblick in den physikalischen Hintergrund der zu untersuchenden Prozesse. Beginnend mit den Kenngrößen der Laserstrahlen, über die Wechselwirkung dieser mit Materie bis hin zu laserinduzierten Plasmen. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit dem Schattenverfahren, einer Aufnahmetechnik die es ermöglicht starke Schlieren in transparenten Medien sichtbar zu machen.

In Kapitel 4 sind die Ergebnisse der Versuche dargestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Visualisierung dieser lag. Zum Einsatz kamen zwei verschiedene Lasersysteme. Der F945 der Firma *FOBA*, welcher im gepulsten als auch kontinuierlichen Betrieb verwendet wurde und der IS4I-E der Firma *Edgewave*, der bei gleicher Pulsenergie im Vergleich zum F945 deutlich höhere Pulsspitzenleistungen erreicht.

Da die Kamera im *Single Trigger Mode* pro Aufnahme nur 4 Bilder macht, wurde sich an der Stroboskopie orientiert, die es ermöglicht schnelle periodische Prozesse zu beobachten. Durch stabile Pulse und geringe zeitliche Schwankungen ($<5\text{ ns}$), ließen sich reproduzierbare Plasmen erhalten, welche zu verschiedenen Zeiten systematisch aufgenommen wurden. Die auf diese Weise gewonnenen Bilder, stellen den kompletten Verlauf laserinduzierter Plasmen, beginnend mit ihrer Erzeugung, dar.

Bei hohen Intensitäten ($>10\text{ GW/cm}^2$) und Fluenzen $>350\text{ J/cm}^2$ konnte die Entstehung von Plasmakanälen beobachtet werden. Mit ihnen ändert sich schlagartig die Plasmadynamik und Drücke von bis zu 3000 bar wirken auf die Bearbeitungsstelle.

Durch Zünden eines Luftplasmas, konnte der Effekt der Plasmaabschirmung beobachtet werden. Ein Effekt der nur bei sehr dichten Plasmen auftritt.

Letztendlich ermöglichte die *HSFC-pro* die Dokumentation von laserinduzierten Plasmen, in einer Qualität die alle bisherigen Aufnahmen um ein vielfaches übertreffen.

Formelverzeichnis

Symbol	Physikalische Größe
A	Absorptionsgrad
	Atom
$a_{V / F}$	Nah- und Ferngrenze der Schärfentiefe
c	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d_{pixel}	Pixellänge
E	Elektrische Feldstärke
E_0	Amplitude der elektrischen Feldstärke
E_i	Ionisierungsenergie
E_{kin}	Kinestische Energie
E_{Puls}	Pulsenergie
e	Elementarladung
\bar{e}	Eulersche Zahl
f'	Bildseitige Brennweite
f_{max}	Bildfrequenz
G	Größe der Schliere
g	Entfernung Schlierenobjekt-Fokusebene
g_w	Gegenstandsweite
g_i, g_a	Entartungsgrad
h	Planksches Wirkumsquantum
I	Laserstrahlintensität
I_{pot}	Ionisierungspotential
k	Gladestone Dale koefizient
k_a	Extinktionskoefizient
k_b	Boltzmann- Konstante
k_{eff}	Effektive Blendenzahl
k_G	Strahlgüte
k_∞	Blendenzahl
M	Molare Masse

M^2	Beugungsbegrenzungsfaktor
m	Masse
N_g	Anzahl an Gasteilchen
n	Brechzahl
\tilde{n}	Komplexe Brechzahl
n_e	Dichte freier Elektronen
P	Leistung
P_{ab}	Absorbierte Leistung
P_{av}	Mittlere Pulsleistung
P_{\max}	Pulsspitzenleistung
p	Druck
R	Universelle Gaskonstante
	Reflektionsgrad
	Radius Druckwelle
S	Streuungsgrad
SPP	Strahlparameterprodukt
T	Temperatur
	Transmissionsgrad
u'	Unschärfekreis
v_e	Elektronengeschwindigkeit
W	Wahrscheinlichkeit
W_A	Austrittsarbeit
w_0	Strahltaile
w_{vor}	Strahlradius vor der Fokussieroptik
z_0	Rayleigh-Länge

Δt	Verzögerungszeit
Δy	Auflösung
α	Einfallswinkel
α_a	Absorptionskoeffizient
β'	Abbildungsmaßstab
ε	Brechungswinkel Permittität
λ	Wellenlänge
ξ	Ionisierungsgrad
Θ	Divergenzwinkel
ρ	Gasdichte
σ_{eg}	Stoßquerschnitt
τ_{Puls}	Pulsdauer
ν	Laserstrahlfrequenz
ω	Kreisfrequenz des Lasers
ω_p	Plasmafrequenz

Literaturverzeichnis

- [1] M.HUGENSCHMIDT. LASERMESSTECHNIK, DIAGNOSTIK DER KURZZEITPHYSIK, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG 2007 S.159 FF.
- [2] PCO AG. HSFC-PRO BEDIENUNGSANLEITUNG
- [3] PCO AG. PRODUKTINFORMATION IM INTERNET. 2008
[HTTP://WWW.PCO.DE/](http://www.pco.de/)
- [4] HAMAMATSU PHOTONICS. PMT HANDBOOK
- [5] OPTICAL MICROSCOPY PRIMER. 2008
- [6] [HTTP://DE.WIKIPEDIA.ORG/WIKI/MAKSUTOV-TELESKOP](http://de.wikipedia.org/wiki/Maksutov-Teleskop)
- [7] R.POPRAWA. LASERTECHNIK FÜR DIE FERTIGUNG, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG 2005.
- [8] G.S.SETTLES. SCHLIEREN AND SHADOWGRAPH TECHNIQUES, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG NEW YORK 2001.
- [9] H.SCHARDIN. DAS TOEPLERSCHE SCHLIERENVERFAHREN: GRUNDLAGEN FÜR SEINE ANWENDUNG UND QUANTITATIVE AUSWERTUNG. VDI-FORSCHUNG SHEFT NO. 367, 5(4):S.1-32, 1934.
- [10] H.SCHARDIN. DIE SCHLIERENVERFAHREN UND IHRE ANWENDUNG. ERGEBNISSE DER EXAKTEN NATURWISSENSCHAFTEN, 20:S.303-439, 1942.
- [11] F.J.WEYL. ANALYTICAL METHODS IN OPTICAL EXAMINATION OF SUPERSONIC FLOW. NAVROD REPORT S.211-245, US NAVY BUREAU OF ORDNANCE, 1945.
- [12] GOLDSTEIN,KUEHN. OPTICAL SYSTEMS FOR FLOW MEASUREMENT – SHADOWGRAPH, SCHLIEREN AND INTERFEROMETRIC TECHNIQUES, SPRINGER-VERLAG BERLIN 1983 S.377-397

- [13] M.MERZKIRCH. FLOW VISUALIZATION. ACADEMIC PRESS, NEW YORK, ED.2, 1987.
- [14] WWW.ASTROKATALOG.DE, MANFRED MÜLLER, MANCHING
- [15] L.V.KELDYSH. ZHURNAL EKSP. TEOR.FIZ. , 47, V.11, 1964.
- [16] M.ERKELENZ. PANASONIC BROADCAST: DIGITALE KINEMATOGRAFIE, 2002.
- [17] G.SCHRÖDER. TECHNISCHE OPTIK, VOGEL VERLAG 1990.
- [18] T.THÖNIß. LINOS PHOTONICS GMBH & CO.KG: OBJEKTIVE IN DER INDUSTRIELLEN BILDVERARBEITUNG, 2006.
- [19] T.BLAUDECK. DIAGNOSTIK AN LASERINDUZIERTEN PLASMAKANÄLEN, 2002.
- [20] WWW.WIKIPEDIA.DE
- [21] M.KOMPITSAS, LASER INDUCED PLASMA SPECTROSCOPY AS AN EFFICIENT METHOD FOR ELEMENTAL ANALYSIS OF ENVIRONMENTAL SAMPLES, EARSEL EPROC., VOL 1, NO. 1, PARIS 2001, S. 130-138
- [22] VORLAGE: THOMPSON ET AL, JGR, S.111, 2006.
- [23] M.LENTJES ET AL, PROZESSÜBERWACHUNG BEIM LASERREINIGEN UND LASERSCHICHTABTRAG DURCH ANWENDUNG DER PLASMAANALYSE MITTELS "LOW RESOLUTION" SPEKTROMETER, LASERZENTRUM FH MÜNSTER, STEINFURT.
- [24] ZEISS. MIKROSKOPIE VON CARL ZEISS.
- [25] H.HÜGEL. STRAHLWERKZEUG LASER. 1992.
- [26] H.EXNER. BEGLEITHEFT ZUR VORLESUNG LASERTECHNIK. FH MITTWEIDA, 2006.
- [27] D.BÄUERLE. LASER PROCESSING AND CHEMISTRY, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG 2000.

- [28] G.HERZIGER ET AL, FUNDAMENTALS OF LASER MICROMACHINING OF METALS. 1984.
- [29] H.PAKHAL ET AL, SPECTRAL MEASUREMENT OF INCIENT PLASMA TEMPERATURE AND ELECTRON NUMBER DENSITY DRUING LASER ABLATION OF ALUMINIUM IN AIR. 2008.
- [30] Y.ZELDOVICH ET AL, PHYSICS OF SHOCK WAVES AND HIGHTEMPERATURE HYDRODYNAMIK PHENOMENA. 1966
- [31] V.FISHER ET AL, FAST GAS-IONIZATION WAVE IN A LASER BEAM. 1982.
- [32] J.HOLZFUSS, ANALOGE UND DIGITALE HOCHGESCHWINDIGKEITS-KINEMATOGRAFIE. 2001
- [33] A.THEUWISSEN, SOLID-STATE IMAGING WITH CCD.
- [34] E. MATTHIAS, J. SIEGEL, O.KÄDING ET AL.: THE INFLUENCE OF THERMAL DIFFUSION ON LASER ABLATION OF METALFILMS ; APPL. PHYS. A, 58:129 – 136, 1994
- [35] ERSTE IONISIERUNGSENERGIE DER ELEMENTE.
[HTTP://WWW.UNITERRA.DE/RUTHERFORD/TAB_IONG.HTM](http://www.uniterra.de/rutherford/tab_iong.htm)

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Kristian Kujawa, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Frankenberg, 01.03.2008

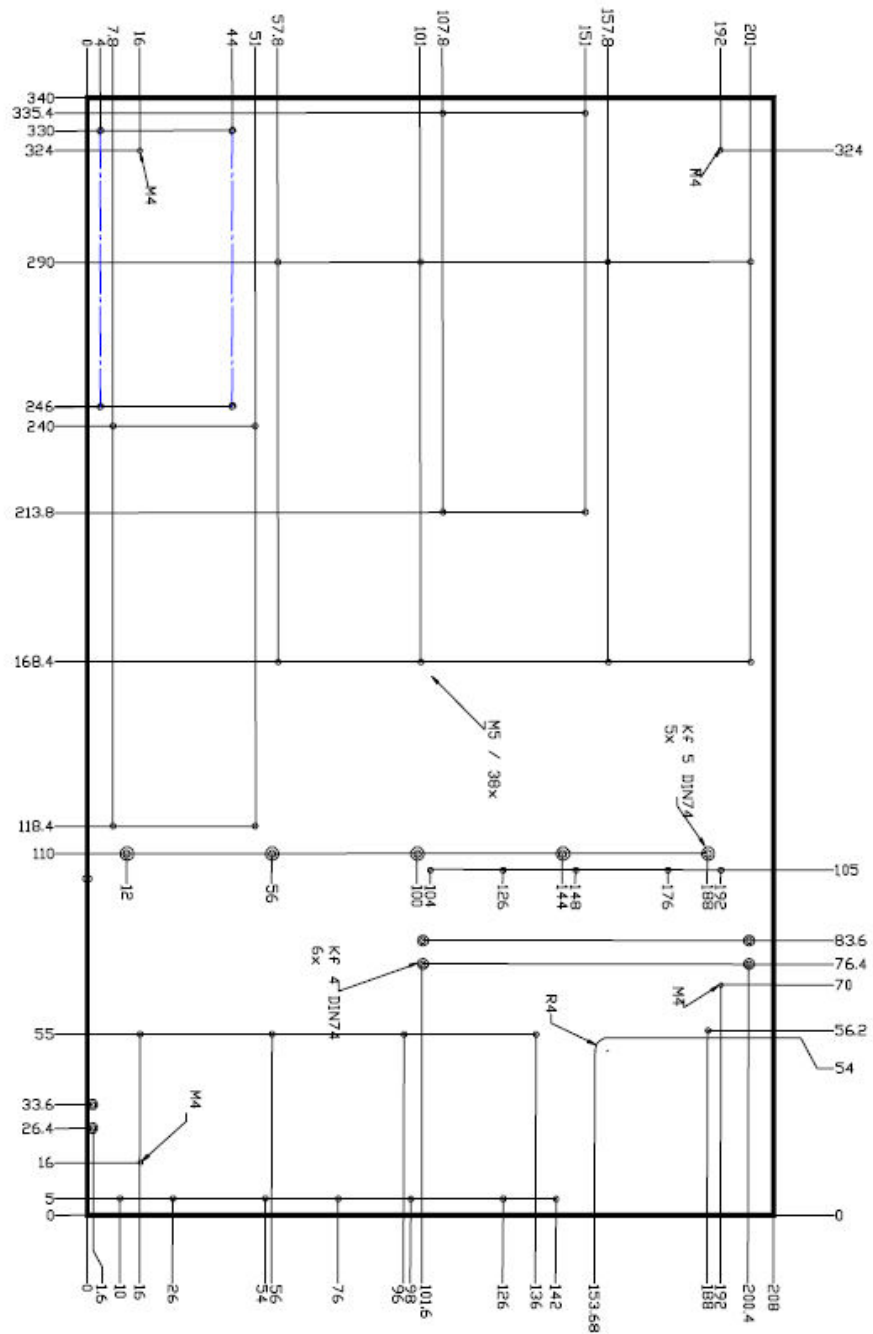
Kristian Kujawa

Anhang

Abmessungen und Gewicht

Das Gesamtgewicht der Kamera liegt, abhängig von der Ausstattung, zwischen 80 ... 100kg.

Bodenplatte mit Bohrungen:



Systemdaten

Image Intensifier

see separate data sheet 'specification of the image intensifier'

Power and Gating Supply for the Image Intensifier

Phosphor Voltage	6 ... 7kV, internally adjusted, ripple $\pm 15\text{mV}$
MCP Voltage	0 ... 900V, externally adjusted, ripple $\pm 15\text{mV}$
Photocathode Voltage	on: -180V, off: +80V
Gating Module HVP3X	In Ultra Fast Gating mode: min. pulse width: 5ns, optional 3ns, 1.5ns max. pulsing frequency: 3.3kHz In High Rate Gating mode: min. pulse width: 20ns max. pulsing frequency: 2MHz

Optical Coupling (Ultra Speed Tandem Lens)

Collimator Lens	Rodenstock F2.5/105mm
Output Lens	F1.0/33mm or F1.5/46mm
Quantum Efficiency (typ.)	> 22%
Vignetting	< 3%
Resolution	> 60 lp/mm
Scaling Rates	
18mm and VGA sensor	1:2.17
25mm and VGA sensor	1:3
25mm and SuperVGA sensor	1:2.17

CCD Data	VGA	SuperVGA
Sensor Type	CCD-Interline Progressive Scan with "lens-on-chip"	
Number of Pixels	640(H) x 480(V)	1280(H) x 1024(V)
Pixel Size	9.9 μm x 9.9 μm	6.7 μm x 6.7 μm
Sensor Format	1/2"	2/3"
Scan Area	6.3mm x 4.8mm	8.6mm x 6.9mm
Cooling Type	2-stage peltier cooler with forced air cooling	
CCD Temperature	-15°C	-12°C
Full Well Capacity	35.000 e ⁻	25.000 e ⁻
Scan Rate	12.5 MHz	12.5 MHz
Readout Noise @12.5 MHz	13 ... 14 e ⁻	7 ... 8 e ⁻
A/D-Converter	12 Bit @12.5MHz	
A/D Conversion Factor	7.5 e ⁻ /count	5 e ⁻ /count
Max. Quantum Efficiency monochrome, @ 520nm	$\geq 40\%$	
Spectral Response (monochrome)	280 ... 1000nm	
Average Dark Charge ¹⁾	< 0.1 e ⁻ /pixel/sec	< 0.1 e ⁻ /pixel/sec
Extinction Ratio ¹⁾	1:2000	1:2000

x) Siehe „Definitions and Measurement Conditions“

CCD Data		VGA	SuperVGA
Smear ²⁾		< 0.005%	< 0.005%
Anti Blooming ³⁾		> 1000	> 1000
CCD Quality		grade 0	grade 0
Non-Linearity		< 1%	< 1%
Readout Time (Full Frame)		30 fps	8 fps
Binning Horizontal		1...8	
Binning Vertical		1...128	
Blemishes			
Point Defects ⁴⁾		0	0
Cluster Defects ⁵⁾		0	0
Column Defects ⁶⁾		0	0
Warm Pixels ⁷⁾ typ.			
# pixels > 100 e ⁻		0	0
# pixels > 5 e ⁻		0 - 2	0 - 2
# pixels > 1 e ⁻		250 - 1000	500 - 2000
Non-Uniformity in darkness ⁸⁾	typ.	1 count	1 count
Non-Uniformity in brightness ⁹⁾	typ.	0.2%	0.6%
# pixels > 12%		0	0
# pixels 8 ... 12%		0	0 - 2
# pixels 4 ... 8%		0	10 - 50
# pixels 2 ... 4%		0 - 5	n.a.
Optical Input		C-Mount with adjustable focus length	
Dimension		Head: 93(W) x 78(H) x 210(L) mm	
Weight		8 kg	
Operating Temperature		0...40°C	
Storage Temperature		-20...+70°C	
Humidity		10...90% non condensing	

High Speed Serial Link

High Speed Serial Link	standard: fiber optic link 10 ... 1500m, SC connectors
------------------------	---

PCI-Interface Board

Board	PCI Local Bus compatible, revision 2.1
Buffer RAM	16 MByte
Trigger Input	TTL level (rising/falling edge); BNC connector or FOL

Power Supply

Power Supply	Desktop AC/DC 90...260V / 12V, IEC connector 12V / 4,5A
--------------	--

x) Siehe „Definitions and Measurement Conditions“

Definitions and Measurement Conditions

1) Extinction ratio

It is the ratio of "electronic shutter off" V_{off} to "electronic shutter on" V_{on} . It is measured with an exposure time set to 100ns and a pulsed laser diode (20ns) illumination. During exposure window (100ns) light is attenuated by a factor of 1:1000 grey filter, while out of the exposure window filter is removed.

$$\text{Thus: } E = \frac{V_{off}}{V_{on}} \cdot \frac{1}{1000}$$

2) Smear

The CCD is set to 40ms exposure time with a uniform illumination to achieve 50% of saturation (V_{50}). Then the electronic shutter is closed (readout clock is stopped, charge drain is performed by the electronic shutter) and the illumination is set to 500 times over exposure. After 40ms the CCD is read out.

The measured output signal (V_{sm}) is substituted in the following formula:

$$Sm = \frac{V_{sm}}{V_{50}} \cdot \frac{1}{500} \cdot 100\%$$

3) Anti Blooming

The factor of over exposure allowed to avoid blooming in the neighbouring pixels.

4) Point Defect

Measured under Conditions A:

A point defect is a pixel whose signal deviates by more than 3 counts from the mean value of 48 neighbouring pixels (7x7 array).

Measured under Conditions B:

A point defect is a pixel whose signal deviates by more than 12 % from the mean value of 48 neighbouring pixels (7x7 array).

5) Cluster Defect

Measured under Conditions A.

Is a group of 2 ... 6 contiguous defective pixels.

6) Column Defect, Row Defect

Measured under Conditions A.

Is a group of more than 6 contiguous defective pixels along a single column or row.

7) Warm Pixel / Dark Charge

Measured under Conditions C.

A pixel is considered a warm pixel, if it has an increased dark charge generation.

No test for FastShutter version.

8) Non-Uniformity in darkness, compared to neighbouring pixels

Measured under Conditions A.

Non-uniformity of a single pixel is the deviation in counts, compared to the mean value of 48 neighbouring pixels (7x7 array).

9) Non-Uniformity in brightness, compared to neighbouring pixels

Measured under Conditions A or B.

Non-uniformity of a single pixel is the deviation in %, compared to the mean value of 48 neighbouring pixels (7x7 array).

$$\text{typical deviation } d_{\text{typ}} = \sum_{i=1}^n |d_x|$$

with $n = 307,200$ for VGA (640 x 480 pixels)

with $n = 1,310,720$ for SuperVGA (1280 x 1024)

$$d_x = p_x - \sum_{i=1}^{48} \frac{p_n}{48}$$

d_x = deviation of the tested pixel

p_x = pixel to test

p_n = 48 neighbouring pixels (7x7 array)

Conditions for measurement

For all conditions the operating temperature is -15°C for VGA and -12°C for SuperVGA

A : exposure time 40ms
Binning H1, V1
256 images averaged
dark field conditions

B : exposure time 40ms
Binning H1, V1
256 images averaged
uniform illumination to yield 75%
saturation (about 3,000 counts)

C : exposure time 200 s
Binning H1, V1
16 images averaged
dark field conditions

Technical Specification Intensifier

13. Nov. 07

System Documentation

Image Intensifier Nr.: XB3532

Camera: DICAM PROH37

Camera-Nr.: 1010630350

CCD-Typ: ICX085-AL6 / 5,07 e-/count CCD gain normal
2,95 e-/count CCD gain high

HVMCP Nr.: 1503001373

Anode V: 7 kV

MCP-Gain-V: 1100 V

Intensifier Gain Test

13.11.07 Jath

Intensifier Optical Fast Gating Test

14.11.07 Jath

HV Supply Test

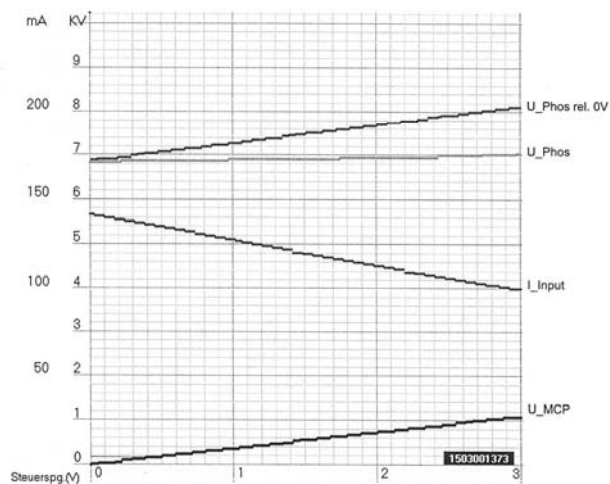
13.11.07 M. Pöll

HV Supply Test

Model: HVMCP25

Serialnr.: 1503001373

Rev:



MCP-Spannung max: (U st. = 3 V)	[V]	1098
Stripcurrent MCP max:	[μ A]	100
Phosphorspannung	min [V]	6874
	max [V]	7033
Stromversorgung (U = 12 V)	min [mA]	101
	max [mA]	146
Frequenz (Spannungswandler)	[Hz]	27505
Gehäusefarbe		blank

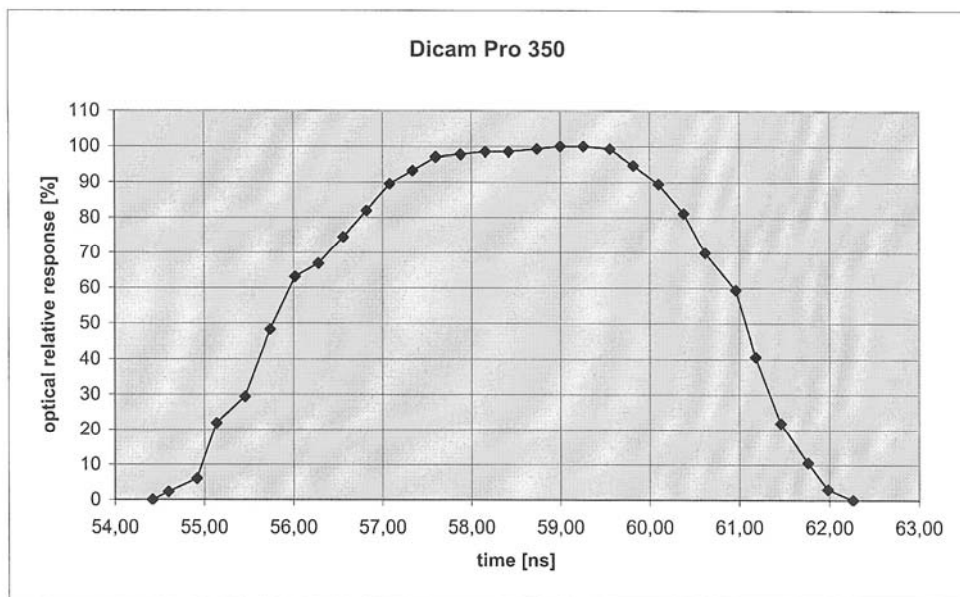
Gemessen

am: 13.11.07

von: M. Zell

Technical Specification Intensifier**Intensifier Gain Test**

Image Intensifier Nr.: XB3532
Camera: DICAM PRO
Camera Nr.: 1010630350



gemessen am: 16.11.07
von: X.H.

FINAL TEST SHEET

PROXIMITY FOCUSED IMAGE INTENSIFIER TUBE

TUBE TYPE : V7670U-70-P46

SERIAL NO. : XB3532

TEST DATA

(1) Photocathode Luminous Sensitivity (Sk) -----	210	μ A/lm
(2) Equivalent Background Input ($\times 10^{-11}$) -----	($V_{MCP} = 1100$ V)----- 0.64	lm/cm ²
(3) Luminous Gain -----	($V_{MCP} = 700$ V)----- 230	(lm/m ²)/lx
	($V_{MCP} = 800$ V)----- 850	(lm/m ²)/lx
	($V_{MCP} = 900$ V)----- 2800	(lm/m ²)/lx
	($V_{MCP} = 1000$ V)----- 8300	(lm/m ²)/lx
(Maximum MCP Voltage $V_{MCP} = 1100$ V)-----	22000	(lm/m ²)/lx
(4) Resolution -----	51	Lp/mm
(5) Cathode and Screen Quality -----	OK	
(6) Gate Operation Check -----	5	ns OK
(7) MCP Resistance -----	35	M ohm

NOTES

- (1) Light Source : Tungsten filament lamp operated at 2856 K
- (2)(3) Photocathode to MCPin Voltage: 200 V, MCPout to Phosphor Screen Voltage : 7000 V
- (4) Determined with 1951 Air Force Resolving Power Test Target.
"Lp" means line pairs.

※ A phosphor material called P46 is used for output screen.

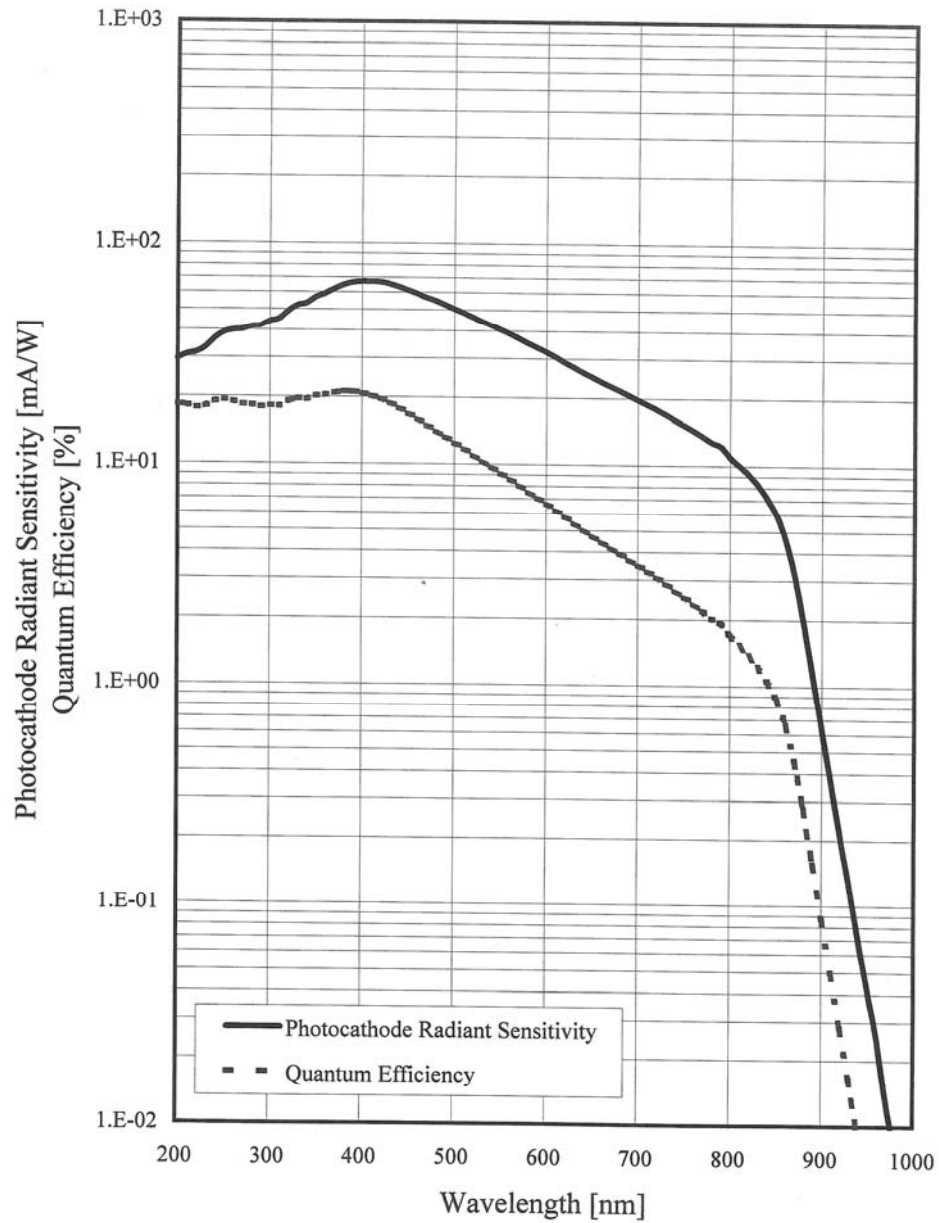
CAUTION

MCP Voltage (V_{MCP}) applied to the proximity image intensifier tube must be kept below the specified maximum MCP voltage discribed above. Exceeding voltage would result in damage of the tube.

Spectral Response Characteristics

Tube Type V7670U-70-P46
Serial No. XB3532
Date Sep.27, 2007

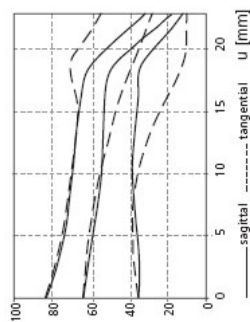
Tested by K.Takatsu
Note + 200 V



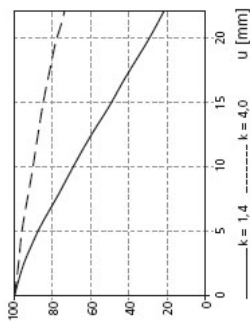
Planar T* 1,4/50 ZF Kennlinien

Die Modulationsübertragung (MTF) als Funktion der Bildhöhe (u) und Spaltorientierung (sagittal, tangential) wurde mit weißem Licht bei Ortsfrequenzen von R = 10, 20 und 40 Linienpaare/mm gemessen.

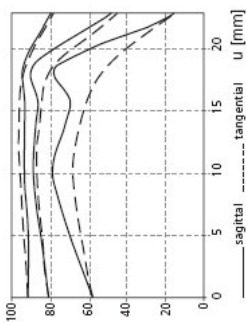
MTF [%], Blendenzahl: k = 1,4



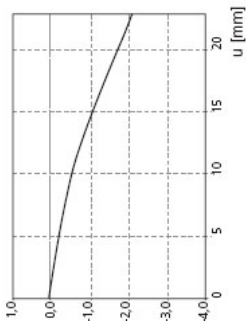
E [%], Relative Beleuchtungsstärke



MTF [%], Blendenzahl: k = 5,6



V [%], Verzeichnung



Änderungen vorbehalten.

Carl Zeiss AG
Photoobjektive
73446 Oberkochen

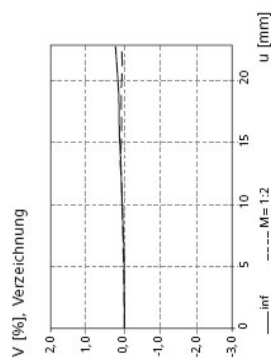
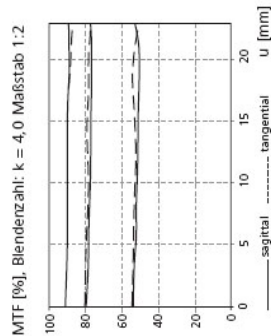
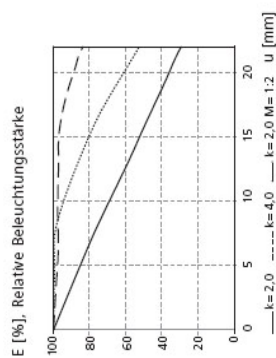
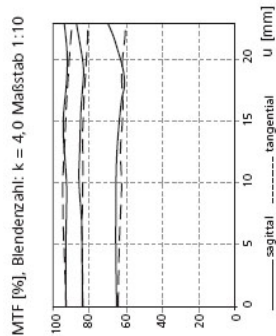
Teil: 073 64 20-61 75
Fax: 073 64 20-40 45
E-Mail: photo@zeiss.de
www.zeiss.de/photo



We make it visible.

Makro-Planar T* 2/100 ZF Kennlinien

Die Modulationsübertragung (MTF) als Funktion der Bildhöhe (u) und Spaltorientierung (sagittal, tangential) wurde mit weißem Licht bei Ortsfrequenzen von $R = 10, 20$ und 40 Linienpaare/mm gemessen.



Änderungen vorbehalten.

Carl Zeiss AG
Photoobjektive
73446 Oberkochen

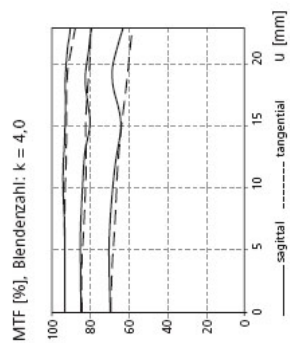
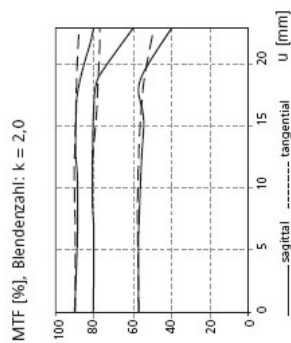
Tel.: 07364 20-6175
Fax: 07364 20-4045
E-Mail: photo@zeiss.de
www.zeiss.de/photo



We make it visible.

Makro-Planar T* 2/100 ZF Kennlinien

Die Modulationsübertragung (MTF) als Funktion der Bildhöhe (u) und Spaltorientierung (sagittal, tangential) wurde mit weißem Licht bei Ortsfrequenzen von R = 10, 20 und 40 Linienpaare/mm gemessen.



Änderungen vorbehalten.

Carl Zeiss AG
Photoobjektive
73446 Oberkochen

Tel: 07364 20-6175
Fax: 07364 20-4045
E-Mail: photo@zeiss.de
www.zeiss.de/photo



We make it visible.